

DIE TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DER OPTISCHEN KONSTANTEN

VON LIF IM GEBIET DER ULTRAROTEN EIGENSCHWINGUNG

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
JOHANN-WOLFGANG-GOETHE-UNIVERSITÄT
zu Frankfurt am Main

Vorgelegt von
Dietmar FRÖHLICH
aus Angerburg in Ostpr.
1963



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551903_0119

DIE TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DER OPTISCHEN KONSTANTEN
VON LIF IM GEBIET DER ULTRAROTEN EIGENSCHWINGUNG

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
JOHANN-WOLFGANG-GOETHE-UNIVERSITÄT
zu Frankfurt am Main

Vorgelegt von
Dietmar FRÖHLICH
aus Angerburg in Ostpr.

1963

10/63

Gedruckt mit Genehmigung
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Frankfurt am Main



Dekan: Professor Dr. Th. Wieland

1. Berichterstatter: Professor Dr. M. Czerny

2. Berichterstatter: Professor Dr. W. Martienssen

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Februar 1963

Tag der Promotion: 27. Februar 1963

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung.....	5
II. Meßmethoden	
A. Methode von Lecomte.....	6
B. Kramers-Kronig Relation.....	11
C. Christiansenfilter.....	14
III. Optische Anordnung.....	17
IV. Anlage zur Lufttrocknung.....	27
V. Kryostat.....	30
VI. Messungen	
A. Reflexionsmessungen.....	34
B. Bestimmung der Schichtdicke.....	36
C. Bestimmung des Brechungsindex von Se und CsBr.....	37
VII. Meßergebnisse	
A. Ergebnisse der Reflexionsmessungen.....	39
B. Optische Konstanten nach der Methode von Lecomte.....	39
C. Optische Konstanten nach der Kramers-Kronig Relation.....	51
D. Auswertung der Meßergebnisse.....	56
VIII. Vergleich mit anderen Messungen.....	61
IX. Zusammenfassung.....	69
X. Literaturverzeichnis.....	71

I. Einleitung.

Das optische Verhalten der Alkali-halogenide im ultraroten Spektralbereich wird seit langem intensiv erforscht (Czerny und Mitarbeiter, Literaturangaben bei Geick¹).

Die hohe Symmetrie der Kristallstruktur reizt zu theoretischen Ansätzen, die ultrarote Dispersion darzustellen (Literatur: Bilz und Genzel²). Dabei gehen die theoretischen Ansätze zunächst dahin, Dispersionformeln für tiefe Temperaturen ($T \ll$ Debyetemperatur) aufzustellen. Zur Prüfung dieser Formeln sind optische Konstanten erforderlich, zu deren Berechnung aus den experimentellen Daten (Reflexions- und Durchlässigkeitsmessungen) keine Dispersionstheorie herangezogen wird. Nur für Zimmertemperatur und höhere Temperaturen liegen solche n und k Werte für verschiedene Alkali-halogenide vor (Literatur für CsBr und NaCl: Geick^{1,3}, für LiF: Heilmann⁴ und Fröhlich⁵). Für tiefe Temperaturen dagegen liegen nur Messungen vor (Bell und Brown⁶ bzw. Gottlieb⁷), zu deren Auswertung bereits Dispersionsbeziehungen, nämlich die klassische Dispersionsformel bzw. die Kramers-Kronig Relation benutzt werden.

In der vorliegenden Arbeit soll auch für tiefe Temperaturen versucht werden, optische Konstanten im Gebiet der ultraroten Eigenschwingung zu bestimmen, zu deren Berechnung aus den Messungen nur die Maxwelltheorie herangezogen wird.

Wie eine nähere Diskussion in der früheren Arbeit des Verfassers⁵ zeigt, sind hohe Anforderungen an die Genauigkeit der experimentellen Werte im Gebiet der Eigenschwingung gestellt, um damit über die Brauchbarkeit der verschiedenen Dispersionsformeln entscheiden zu können.

II. Meßmethoden.

In der vorliegenden Arbeit werden die optischen Konstanten nach zwei Methoden aus Reflexionsmessungen bestimmt. Zunächst sei hier kurz die von Lecomte und Mitarbeitern⁸ stammende Methode beschrieben.

A. Methode von Lecomte.

Man mißt einmal das Reflexionsvermögen der zu untersuchenden Substanz (hier LiF), zum anderen bedampft man diese Substanz - wie zur Oberflächenvergütung von Glas - mit einer sehr dünnen (hier $2-4\mu$) Schicht eines Stoffes bekannter optischer Konstanten (hier Se) und bestimmt wieder das Reflexionsvermögen. Aus diesen beiden Reflexionsmessungen, der Wellenlänge, der Schichtdicke und dem Brechungsindex der Aufdampfschicht (der Extinktionskoeffizient der Aufdampfschicht wird zunächst als vernachlässigbar klein angesetzt) gelingt es, die optischen Konstanten des Kristalls zu berechnen⁵ oder nach einer graphischen Methode⁸ zu ermitteln.

Es werden folgende Bezeichnungen eingeführt:

- n und k die beiden durch die Messung zu bestimmenden optischen Konstanten des LiF.
- R_0 das gemessene Reflexionsvermögen des LiF bei senkrechter Inzidenz der Strahlung. Alle Messungen erfolgen bei Wellenlängen, wo LiF praktisch strahlungsundurchlässig ist, so daß die Reflexion an der Rückwand nicht berücksichtigt werden muß.
- R das gemessene Reflexionsvermögen des LiF bei senkrechter Inzidenz nach Aufbringung der dünnen Deckschicht.
- n_1 und k_1 die beiden optischen Konstanten des aufgedampften Materials, die als bekannt vorausgesetzt werden. Die Absorption der Aufdampfschicht soll zunächst als vernachlässigbar klein angenommen werden ($k_1=0$).

Die graphische Methode ist dann besonders praktisch, wenn der Brechungsindex der Aufdampfschicht sich als unabhängig von der Wellenlänge erweist, wie das bei Se im betrachteten Spektralbereich ($27-38\mu$) der Fall ist. Hier sei kurz auf

die graphische Methode eingegangen. Danach erhält man die Phase φ und den Betrag g des Fresnelschen Koeffizienten

$$\tau_2 = \frac{n_2 - (n - ik)}{n_2 + (n - ik)} = \frac{n_2 - \bar{n}}{n_2 + \bar{n}} = g \cdot e^{i\varphi}$$

als Polarkoordinaten des Schnittpunktes zweier Kreise, deren Mittelpunktskoordinaten $M_0 = (x_0, 0)$ und $M_1 = (x_1, 2p)$ sich nach folgenden Formeln ergeben:

$$x_0 = \frac{\tau_1 \cdot (1 - R_0)}{1 - \tau_1^2 \cdot R_0}$$

$$\tau_1 = \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1}$$

$$x_1 = \frac{\tau_1 \cdot (1 - R)}{1 - \tau_1^2 \cdot R}$$

$$2p = \frac{4 \cdot \pi \cdot n \cdot d}{\lambda}$$

Für die Radien der Kreise g_0 und g_1 gilt:

$$g_0 = \frac{\sqrt{R_0} \cdot (1 - \tau_1^2)}{1 - \tau_1^2 \cdot R_0}$$

$$g_1 = \frac{\sqrt{R} \cdot (1 - \tau_1^2)}{1 - \tau_1^2 \cdot R}$$

Aus

$$\tau_2 = \frac{n_2 - \bar{n}}{n_2 + \bar{n}} = \frac{1 - \frac{\bar{n}}{n_2}}{1 + \frac{\bar{n}}{n_2}} = g \cdot e^{i\varphi}$$

folgt:

$$\frac{\bar{n}}{n_2} = \frac{1 - g \cdot e^{i\varphi}}{1 + g \cdot e^{i\varphi}}$$

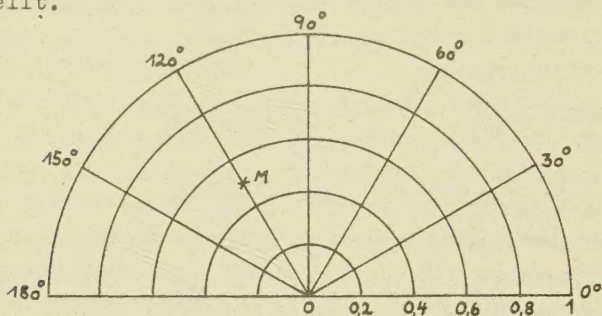
Mathematisch entspricht die Gleichung

$$z = \frac{1 - w}{1 + w}$$

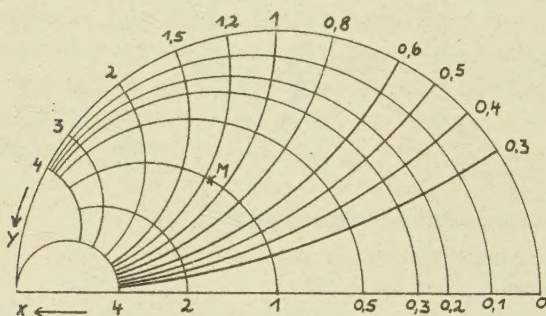
einer Abbildung der w -Ebene auf die z -Ebene mittels Transformation durch reziproke Radien am Kreis mit dem Radius $\sqrt{2}$ und dem Mittelpunkt $(-1, 0)$. Für unseren Fall bedeutet das also: Man kann aus den bekannten Koordinaten von $w = g \cdot e^{i\varphi}$ (als Schnittpunkt der beiden Kreise) direkt die gesuchten Koordinaten von $z = x - iy = \frac{n}{n_2} - i \frac{k}{n_1}$ ablesen, wenn man die angegebene Koordinatentransformation ausführt. Dabei werden aus den kartesischen Koordinaten der w -Ebene Kreisscharen in der z -Ebene, wobei jeder Kreis durch einen speziellen Wert $x = \frac{n}{n_2}$ bzw. $y = \frac{k}{n_1}$ gekennzeichnet ist. Wegen der Konformität der Abbildung bilden die Kreisscharen in der z -Ebene auch wieder ein orthogonales Koordinatensystem.

Praktisch verfährt man dabei folgendermaßen: Man konstruiert in der w -Ebene den Schnittpunkt der besagten Kreise $w = g \cdot e^{i\varphi}$ etwa auf Polarkoordinatenpapier. Legt man darüber

ein entsprechendes Diagramm (auf transparentem Papier), in das die Kreisscharen eingetragen sind, so kann man direkt den zu $w = g \cdot e^{i\varphi}$ gehörigen $x = \frac{n}{n_1}$ und $y = \frac{k}{n_1}$ Wert ablesen. In der folgenden Figur sind die beiden Diagramme dargestellt.



$$M: \\ g = 0.5 \\ \varphi = 120^\circ$$



$$M: \\ x = \frac{n}{n_1} = 1 \\ n = n_1 \\ y = \frac{k}{n_1} = 1.15 \\ k = 1.15 \cdot n_1$$

Figur 1: Diagramm zur graphischen Methode. Überträgt man den im oberen Diagramm konstruierten Schnittpunkt der beiden Kreise M in das untere Diagramm, so kann man hier direkt die Werte x und y ablesen.

Da Selen im Gebiet von 32μ schwache Absorption aufweist, die Caldwell und Fan⁹ anhand von Durchlässigkeitsmessungen nachgewiesen haben, liegt es nahe zu untersuchen, inwieweit die Voraussetzung absorptionsfreier Aufdampfschichten erfüllt ist. Dazu soll hier die oben beschriebene Methode auf absorbierende Aufdampfschichten erweitert werden.

Für eine Schicht der Dicke d und des komplexen Brechungsindex $\bar{n}_1 = n_1 - ik_1$ auf einer undurchlässigen Substanz des Brechungsindex $\bar{n} = n - ik$ erhält man als Verhältnis der komplexen Amplituden der reflektierten und der auffallenden

Welle bei senkrechter Inzidenz den Ausdruck:

$$r = \frac{\tau_1 + \tau_2 \cdot e^{-i2\bar{p}}}{1 + \tau_1 \cdot \tau_2 \cdot e^{-i2\bar{p}}}$$

Dabei gelten die Abkürzungen:

$$\tau_1 = \frac{1 - (n_1 - i k_1)}{1 + (n_1 - i k_1)} = |\tau_1| \cdot e^{i\varphi_1}$$

$$\tau_2 = \frac{(n_1 - i k_1) - (n - i k)}{(n_1 - i k_1) + (n - i k)} = g \cdot e^{i\varphi}$$

$$\bar{p} = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_1 - i k_1) = p - i \frac{2\pi d \cdot k_1}{\lambda}$$

$$e^{-i2\bar{p}} = e^{-i2p} \cdot e^{-\frac{4\pi d \cdot k_1}{\lambda}} = e^{-i2p} \cdot g$$

Es gelingt auch hier wieder, die optischen Konstanten des Grundmaterials exakt zu berechnen, wobei jetzt neben dem Brechungsindex n_1 auch der Extinktionskoeffizient k_1 der Aufdampfschicht bekannt sein muß. Die zur Berechnung von n und k aus R_0, R, d, λ, n_1 und k_1 notwendigen Formeln sind im folgenden zusammengestellt:

$$|\tau_1|^2 = \frac{(n_1 - 1)^2 + k_1^2}{(n_1 + 1)^2 + k_1^2} \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{2 \cdot k_1}{1 - n_1^2 - k_1^2} \quad \psi_1 = 180^\circ - \varphi_1$$

$$\xi_0 = \frac{|\tau_1| \cdot (1 - R_0) \cdot \cos \psi_1}{1 - |\tau_1|^2 \cdot R_0} \quad \eta_0 = \frac{-|\tau_1| \cdot (1 + R_0) \cdot \sin \psi_1}{1 - |\tau_1|^2 \cdot R_0}$$

$$\chi_0 = (\xi_0^2 + \eta_0^2)^{\frac{1}{2}} \quad g_0 = \frac{\sqrt{R_0} \cdot (1 - 2|\tau_1|^2 \cos 2\psi_1 + |\tau_1|^4)^{\frac{1}{2}}}{1 - |\tau_1|^2 \cdot R_0}$$

$$\xi_1 = \frac{|\tau_1| [\cos(2p - \varphi_1) - R \cos(2p + \varphi_1)]}{g \cdot (1 - |\tau_1|^2 \cdot R)} \quad \eta_1 = \frac{|\tau_1| [\sin(2p - \varphi_1) - R \sin(2p + \varphi_1)]}{g \cdot (1 - |\tau_1|^2 \cdot R)}$$

$$\chi_1 = (\xi_1^2 + \eta_1^2)^{\frac{1}{2}} \quad g_1 = \frac{\sqrt{R} \cdot (1 - 2|\tau_1|^2 \cos 2\psi_1 + |\tau_1|^4)^{\frac{1}{2}}}{g \cdot (1 - |\tau_1|^2 \cdot R)}$$

$$\operatorname{tg} \epsilon_1 = \frac{\eta_1}{\xi_1} \quad \operatorname{tg} \epsilon_0 = \frac{\eta_0}{\xi_0} \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{\chi_1 \cdot \sin(\epsilon_0 + \epsilon_1)}{\chi_0 - \chi_1 \cdot \cos(\epsilon_0 + \epsilon_1)}$$

$$a = \frac{x_1 \cdot \sin(\epsilon_0 + \epsilon_1)}{\sin \psi} \quad \text{für } \epsilon_1 + \epsilon_0 = 180^\circ \text{ gilt: } a = x_0 + x_1$$

$$\cos \psi = \frac{g_0^2 + a^2 - g_1^2}{2 \cdot g_0 \cdot a}$$

$$g_{\pm}^2 = g_0^2 + x_0^2 - 2 \cdot x_0 \cdot g_0 \cdot \cos(\psi \pm \varphi)$$

$$g_{\pm} \cdot \sin[\frac{1}{2}(\varphi_{\pm} + \epsilon_0 - 180^\circ)] = g_0 \cdot \sin(\psi \pm \varphi)$$

$$n_{\pm} = \frac{(1 - g_{\pm}^2) \cdot n_1 - 2 \cdot g_{\pm} \cdot k_1 \cdot \sin \varphi_{\pm}}{1 + g_{\pm}^2 + 2 \cdot g_{\pm} \cdot \cos \varphi_{\pm}}$$

$$k_{\pm} = \frac{2 \cdot n_1 \cdot g_{\pm} \cdot \sin \varphi_{\pm} + (1 - g_{\pm}^2) \cdot k_1}{1 + g_{\pm}^2 + 2 \cdot g_{\pm} \cdot \cos \varphi_{\pm}}$$

Man erhält so zwei Wertepaare n_{+}, k_{+} und n_{-}, k_{-} , von denen man meistens ein Paar aus Stetigkeitsgründen leicht ausschließen kann. Die hier angeführten Formeln erlauben für kleine k_1 ($k_1 \leq 10^{-2}$) eine sehr einfache Näherung, die auch die Anwendung der graphischen Methode gestattet, wobei jetzt lediglich der Radius g_1 und die Mittelpunktskoordinate x_1 des Kreises um M_1 um den Faktor $1/\mu$ vergrößert werden. Diese Näherung berücksichtigt zwar die Absorption in der Schicht, aber nicht die durch die Existenz von k_1 auftretende Phasenänderungen.

Den zitierten Durchlässigkeitsmessungen⁹ an Selen entnimmt man $k_1 < 10^{-2}$. Die rechnerische Berücksichtigung ergibt im ungünstigsten Fall (Gebiet der Eigenschwingung) Abweichungen in den optischen Konstanten des LiF von höchstens 5% gegenüber den Werten, die unter der Annahme $k_1 = 0$ berechnet sind.

B.Kramers-Kronig Relation.

In der vorliegenden Arbeit werden die optischen Konstanten außerdem mit Hilfe der Kramers-Kronig Relation bestimmt, deren Beschreibung hier folgen soll:

Kennt man das Reflexionsvermögen und damit den Betrag des Fresnelschen Koeffizienten im ganzen Spektralbereich, so kann man daraus mit Hilfe der sogenannten Kramers-Kronig Relation den zugehörigen Phasenwinkel des Fresnelschen Koeffizienten bestimmen. Aus Betrag und Phase erhält man schließlich die optischen Konstanten.

Die Kramers-Kronig Relation ist schon mehrfach zur Bestimmung optischer Konstanten angewandt worden. M.Gottlieb⁷ hat für LiF auch für tiefe Temperaturen (135°K und 210°K) n und k Werte bestimmt, jedoch zumindest im Gebiet der Eigenschwingung unbrauchbare Werte erhalten. Dabei treten negative k Werte bis zu Größen von -3 auf. Die Ursachen für diese unphysikalischen Werte werden in einem späteren Punkt erörtert. Die schon für Zimmertemperatur in einer früheren Arbeit⁵ diskutierten Abweichungen der Werte von Gottlieb von rein experimentell ermittelten optischen Konstanten lassen es gerechtfertigt erscheinen, mit neuen Reflexionswerten nochmals n und k Werte mit Hilfe der Kramers-Kronig Relation zu bestimmen. Zudem gelang es hier, bei wesentlich tieferen Temperaturen (70°K statt 135°K) Reflexionsmessungen auszuführen.

In der Darstellung der Auswertung der Reflexionsmessungen mit der Kramers-Kronig Relation sei im wesentlichen auf eine Arbeit von Geick¹ verwiesen, der die optischen Konstanten von NaCl nach dieser Methode bestimmte. Hier soll nur eine kurze Zusammenstellung der in der zitierten Arbeit angeführten Formeln gegeben werden.

Aus der Darstellung des Fresnelschen Koeffizienten in der Form

$$r = \sqrt{R} \cdot e^{-i\psi_k} = \frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1} \quad \bar{n} = n - i \cdot k$$

ergibt die Auflösung nach n und k :

$$n = \frac{1 - R}{1 - 2\sqrt{R} \cos \psi_k + R} \quad k = \frac{2\sqrt{R} \sin \psi_k}{1 - 2\sqrt{R} \cos \psi_k + R}$$

Dabei kann man die Phase ψ_K mittels der Kramers-Kronig Relation berechnen

$$\psi_K(\lambda) = \frac{\lambda}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\Lambda)}{\Lambda^2 - \lambda^2} d\Lambda$$

Den Pol des Integranden am Aufpunkt $\lambda = \Lambda$ beseitigt man durch Addition des Integrals

$$\frac{\lambda}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\lambda)}{\Lambda^2 - \lambda^2} d\Lambda = 0$$

An der Stelle $\Lambda = \lambda$ nimmt der Integrand den Wert $\frac{1}{2\lambda} \cdot \frac{R'(\lambda)}{R(\lambda)}$ mit $R' = \frac{dR}{d\lambda}$ an.

Der Auswertung des Integrals geht eine Aufspaltung in drei Teilintegrale voraus

$$\psi_K = \frac{\lambda}{\pi} \int_0^{\infty} - \frac{\lambda}{\pi} \int_0^{\lambda_1} + \frac{\lambda}{\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} + \frac{\lambda}{\pi} \int_{\lambda_2}^{\infty}$$

mit $\lambda_1 = 1\mu$ und $\lambda_2 = 600\mu$. Da im ersten und dritten Teilintegral das Reflexionsvermögen als konstant angesetzt wird (R_{∞} für $0 \leq \lambda \leq 1$ und R_0 für $\lambda \geq 600\mu$), lassen sich diese Anteile geschlossen integrieren:

$$\psi_{K_1} = \frac{1}{2\pi} \left[\ln R_{\infty} - \ln R(\lambda) \right] \cdot \ln \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda + \lambda_1} \quad \lambda > \lambda_1$$

$$\psi_{K_2} = \frac{1}{2\pi} \left[\ln R_0 - \ln R(\lambda) \right] \cdot \ln \frac{\lambda_2 + \lambda}{\lambda_2 - \lambda} \quad \lambda < \lambda_2$$

Das mittlere Teilintegral ψ_{K_2} läßt sich mittels der Simpsonschen Regel berechnen. Programmiert und ausgeführt wurden die Rechnungen auf einer elektronischen Rechenmaschine unter Leitung von Herrn Dipl.-Math. D. Stephan im Institut für Praktische Mathematik der Technischen Hochschule Darmstadt.

In der folgenden Tabelle sind die in den einzelnen Teilbe-

Bereich (μ)	$\Delta \lambda (\mu)$	Bereich (μ)	$\Delta \lambda (\mu)$
1,0 - 10,0	0,5	60,0 - 80,0	2,0
10,0 - 12,0	0,1	80,0 - 100,0	5,0
12,0 - 40,0	0,25	100,0 - 200,0	50,0
40,0 - 50,0	0,5	200,0 - 600,0	100,0
50,0 - 60,0	1,0		

reichen benutzten Schrittweiten zusammengestellt.

Der Auswertung liegen im Bereich $12-45\mu$ eigene Reflexionsmessungen zugrunde. In dem übrigen Spektralbereich wurden die Reflexionswerte aus bekannten optischen Konstanten berechnet. Da im langwelligen Bereich ($\lambda > 45\mu$) weder Reflexionswerte noch optische Konstanten verfügbar waren, wurde der Brechungsindex aus der Dispersionsformel unter Vernachlässigung der Dämpfung bestimmt.

$$\epsilon = n^2 = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}$$

Die Anwendung dieser Dispersionsformel bedeutet keine Einschränkung der Allgemeingültigkeit durch Einführung eines speziellen Modells, da diese Formel schon aus der Maxwelltheorie unter der naheliegenden Annahme periodischer Lösungen folgt (M. Born and K. Huang¹⁰). Die Temperaturabhängigkeit der statischen Dielektrizitätskonstanten ϵ_0 ist von Eucken und Büchner gemessen worden (11):

T (°K)	ϵ_0	R_0 (%)	ϵ_{∞}	R (%)
300	9,27	25,55	1,92	2,613
200	8,92	24,85	1,92	2,613
70	8,64	24,25	1,92	2,613

$\epsilon_{\infty} = 1,92$ bestimmt den im Ultraroten konstanten Anteil der Elektronenpolarisation, der in erster Näherung als temperaturunabhängig angesetzt werden kann. In der folgenden Tabelle sind die Quellen für die im gesamten Spektralbereich benötigten Reflexionswerte zusammengestellt.

Bereich (μ)	Formel für R	Quellen von n, k und R
0 - 1	$R_{\infty} = \frac{(n_{\infty} - 1)^2}{(n_{\infty} + 1)^2}$	$n_{\infty} = \sqrt{\epsilon_{\infty}} = \sqrt{1,92}$
1 - 6	$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2}$	n nach Tilton u. Plyler ¹²
6 - 10	$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2}$	n nach Hohls ¹³
10 - 12	$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2}$	n nach Hohls, k nach Klier ¹⁴
12 - 45	-----	R aus eigenen Messungen
45 - 600	$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2}$	n aus Dispersionsformel
600 - ∞	$R = \frac{(n_0 - 1)^2}{(n_0 + 1)^2}$	$n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$, ϵ_0 nach Eucken und Büchner ¹¹

Besondere Sorgfalt muß auf die Bestimmung der Reflexionswerte bei 11μ gelegt werden. Da hier der Brechungsindex 1 wird und k noch klein ist ($k \sim 10^{-3}$), nimmt das Reflexionsvermögen sehr kleine Werte an ($R \sim 10^{-6}$). Der Betrag des Integranden an dieser Stelle liefert dabei durch den $\ln R$ im Zähler trotz des Resonanznenners auch für Aufpunkte im Gebiet der Eigenschwingung noch einen entscheidenden Beitrag, was auch der Grund für die kleine Schrittweite ($\Delta\lambda = 0,1\mu$) im Bereich $10-12\mu$ ist.

C. Christiansenfilter.

Die Reflexionswerte im Gebiet der sogenannten Christiansenwellenlänge (Wellenlänge, für die $n=1$ wird und k noch klein ist) werden häufig auf die optischen Konstanten n und k von Kristallen bezogen. Wenn man aber, wie es interessant ist, die Temperaturabhängigkeit der Christiansenwellenlänge zu untersuchen. Dies gelingt durch den Bau eines sogenannten Christiansenfilters. Gepulvertes LiF (zwischen NaCl -Platten) ergibt bei 11μ ein Durchlässigkeitsmaximum, da hier sein Brechungsindex gleich dem der umgebenden Luft wird und dadurch keine Streuung an den einzelnen Körnern auftritt. Die Temperaturabhängigkeit dieses Durchlässigkeitsmaximums ergibt also direkt die Wellenlänge, an der der Brechungsindex 1 wird. Die Filterkurven wurden in einem Beckman-Spektrometer aufgenommen. Der benutzte Kryostat ist in einer Arbeit von [1] beschrieben. Die Durchlässigkeitskurven (Figur 2) wurden bei verschiedenen Temperaturen, z. B. die Absorption abgemessen (Klier [2]). Eine wellenlängen-Verschiebung wurde innerhalb einer Genauigkeit von $\pm 0,02\mu$ nicht festgestellt.

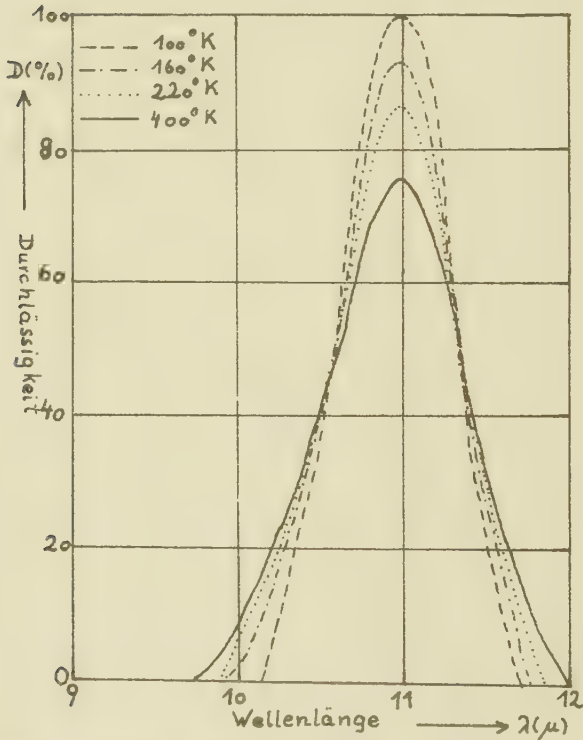
Bei den in Figur 2 dargestellten Durchlässigkeitskurven wurde der Streueffekt so weit geschwächt, daß die maximale Durchlässigkeit gerade 100% beträgt.

Der Abnahme der Halbwertsbreite der Filterkurven mit fallender Temperatur kann man eine qualitative Aussage über die Temperaturabhängigkeit von n entnehmen: Vom Durchlässigkeitsmaximum (11μ) aus gesehen setzt also die Streuung nach beiden Seiten ($\lambda \lesssim 11\mu$) schneller ein, d.h. $\left| \frac{dn}{dT} \right|$ wächst mit fallender Temperatur. In erster Näherung (ohne Berücksichtigung der Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit des Ex-

tinktionskoeffizienten k) kann man aus den λ -Werten gleicher Durchlässigkeit (d.h. gleicher Streuung) direkt auf die λ -Werte gleicher Brechungsindizes schließen und so aus den bei Zimmertemperatur bekannten n -Werten die bei tiefen Temperaturen bestimmen. Da für $D \sim 0\%$ die Absorption durch Streuung bei weitem gegenüber der Absorption durch die Existenz eines k -wertes ($\neq 0$) überwiegt, kann man letztere hier vernachlässigen und den Schnittpunkten der Filterkurven mit der λ -Achse gleiche n -Werte zuordnen.

Figur 2

Christiansenfilter mit LiF



Bemerkung zu Figur 2: Wegen der Reflexionsverluste an den Fenstern des Kryostaten (NaCl) und den Platten des Filters (NaCl) liegt die wahre Durchlässigkeit der Anordnung bei ca. 30%. Der Vergleichsstrahlengang wurde so weit geschwächt, daß sich maximal eine scheinbare Durchlässigkeit von 100% ergab.

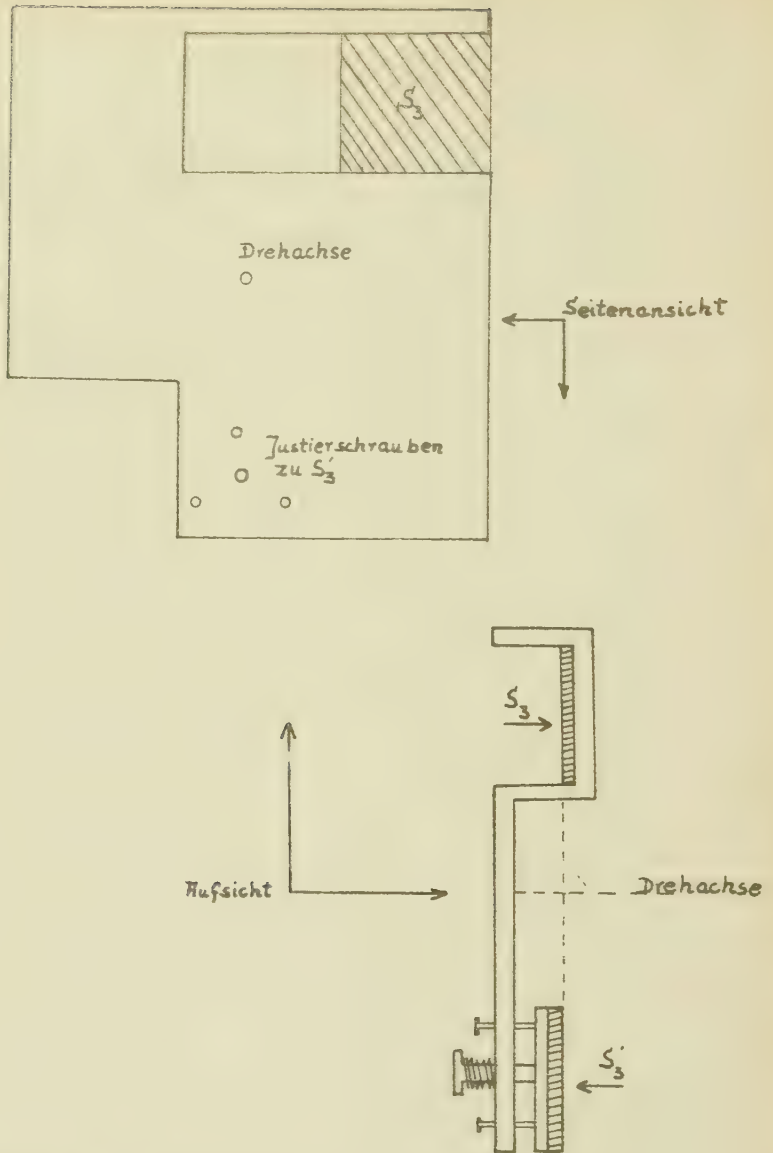
III. Optische Anordnung.

Im folgenden Teil wird nur auf den optischen Teil der Meßanordnung eingegangen werden. Hinweise auf die verwandte Elektronik findet man in einer früheren Arbeit⁵.

Die ganze optische Anordnung - einschließlich Bolometer-Vorverstärker - befindet sich in einem abgedichteten Kasten in getrockneter Luft. Auf die Wirkungsweise der Lufttrocknung wird an anderer Stelle eingegangen.

Schwierigkeiten für die Reflexionsmessungen bei tiefen Temperaturen bringt der Probenwechsel. Man kann daran denken, Probe und Vergleichsspiegel im Kryostaten abwechselnd in den Strahlengang zu schwenken, wie es Klier¹⁴ gemacht hat. Dabei muß man das Reflexionsvermögen des Vergleichsspiegels auch bei tiefen Temperaturen kennen. Außerdem bringt diese Methode Justierschwierigkeiten, da nach jedem Probenwechsel der ganze Kryostat neu justiert werden muß, denn es sollte noch größere Schwierigkeiten machen, Probe und Vergleichsspiegel im Kryostaten einzeln zu justieren. Zum anderen kann man daran denken, den ganzen Kryostaten, in dem sich jetzt nur die Probe befindet, aus dem Strahlengang zu schwenken und an die Stelle der Probe den Vergleichsspiegel zu bringen. Beide Methoden: Probenwechsel im Kryostaten oder Schwenken des ganzen Kryostaten gestatten aus technischen Gründen kaum einen automatischen Probenwechsel, der zur Erhöhung der Genauigkeit durch ca. 5-10 malige Wiederholung der Einzelmessung sehr erwünscht ist. Zudem erlaubt der Einbau des Kryostaten in den Trockenkasten keine dauernde Kontrolle der Justierung. Um diesen Schwierigkeiten zu entgehen, wurde statt des Probenwechslers ein sogenannter "Strahlengangwechsler" konstruiert, dessen Wirkungsweise der Figur 3 zu entnehmen ist. Beide Spiegel S_1 und S_2 sind auf einer Platte angebracht, die senkrecht zu den Spiegelebenen drehbar ist. Dabei ist S_2 relativ zur Platte und die ganze Platte (und damit S_1) relativ zur Drehachse justierbar (Figur 4).

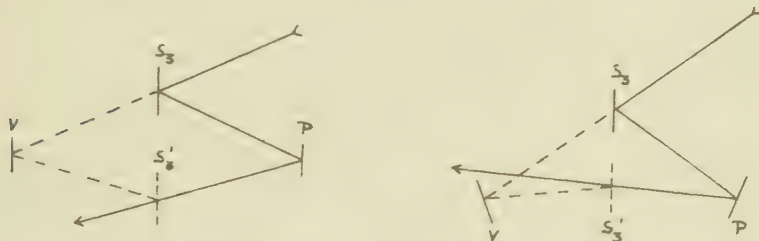
Um gleiche Abbildungen in beiden Stellungen des Wechslers zu erreichen, müssen die Oberflächen beider Spiegel in eine Ebene senkrecht zur Drehachse des Strahlengangwechslers justiert sein. In dem vorliegenden Fall liegt also die unge-



Figur 4: Strahlengangwechsler Maßstab: 1:4

wöhnliche Aufgabe vor, zwei Spiegel mit entgegengesetzten Spiegelflächen in eine Ebene zu justieren. Außerdem soll diese Ebene senkrecht zu einer vorgegebenen Drehachse stehen, was durch Autokollimation an den beiden Spiegelflächen leicht zu erreichen ist. Durch Autokollimation erhält man also zunächst zwei parallele Spiegelebenen, die dann mechanisch bis auf einen Abstand von 0,2 mm in eine Ebene justiert werden können.

Die Konstruktion des Wechslers läßt zwei Strahlengänge zu, die in Figur 3 dargestellt sind.



Strahlengang a

Figur 3

Strahlengang b

Die folgende Diskussion soll zeigen, daß die beiden Strahlengänge a und b den relativ großen Justierfehler von 0,2 mm unterschiedlich bewerten. Dabei erweist es sich, daß im vorliegenden Fall nur Strahlengang a brauchbar ist.

Denkt man sich infolge einer Justierungsunauigkeit die beiden Wechslerspiegel je um $\frac{\alpha}{2}$ gegenüber der ursprünglichen, gemeinsamen Spiegelebene verschoben, so ergibt sich unter der Voraussetzung, daß Einfallswinkel und Ausfallswinkel des Strahlengangs in der Wechsleranordnung erhalten bleiben, folgender Gangunterschied für die beiden Stellungen des Wechslers:

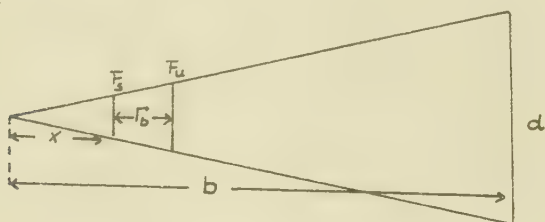
$$\text{Strahlengang a.: } \Gamma_a = 0$$

$$\text{Strahlengang b.: } \Gamma_b = 2 \cdot \alpha \cdot \cos \alpha$$

Dabei ist α der Einfallswinkel der Strahlung auf den Wechslerspiegeln, der hier für beide Stellungen des Wechslers als ungefähr gleich angesetzt wird.

Liegt das Bild des Strahlenträgers über dem einen oder dem anderen genau in der Ebene des Eintrittsauslasses des Spektrometers, so liegt bei einer Abbildung 1:1 das Bild des

Strahlers über den anderen Weg bei Strahlengang $b \cdot 2 \cos \alpha$ vor oder hinter der Spaltebene. Der Spalt blendet also aus verschiedenen scharfen Bildern des Strahlers dieselbe Fläche und damit verschiedene Strahlungsenergien aus, da die Leuchtdichte bei dem unscharfen Bild durch die Vergrößerung seiner Fläche abgenommen hat. Die Fläche des unscharfen Bildes kann man nach folgender Skizze abschätzen:



Figur 5 F_s : Fläche des scharfen Bildes
 F_u : Fläche des unscharfen Bildes
 d : Durchmesser von Hohlspiegel 3 (Figur 6)

Aus der Skizze liest man folgende Beziehungen ab:

$$\frac{F_u}{F_s} = \frac{(x + \sqrt{b})^2}{x^2}$$

$$\frac{x^2}{b^2} = \frac{F_s}{d^2}$$

$$x = \frac{b}{d} \sqrt{F_s}$$

$$\frac{F_u}{F_s} = 1 + \frac{2 \cdot \sqrt{b}}{x} + \frac{b}{x^2} = 1 + \frac{2 \cdot d}{b \cdot \sqrt{F_s}} \cdot \sqrt{b}$$

Bei der hier verwandten optischen Anordnung liegen folgende Werte vor:

$$d = 10 \text{ cm} \quad F_s = 2 \cdot 0,5 \text{ cm}^2 \quad b = 70 \text{ cm}$$

Für das Verhältnis der vom Spalt des Spektrometers ausgeblendeten Energien des scharfen bzw. unscharfen Bildes ergibt sich damit:

$$\frac{J_s}{J_u} = \frac{F_u}{F_s} = 1 + 0,3 \cdot \Gamma (\text{cm}^{-1}) \quad [\Gamma] = \text{cm}$$

Die beiden Spiegel am Strahlengangwechsler konnten bis auf

0,2 mm in eine Ebene justiert werden; mit $\alpha = 20^\circ$ ergibt sich:

$$I_s = I_u (1 + 0,3 \cdot 0,03)$$

Im Rahmen dieser Näherung erhält man also für die beiden möglichen Strahlengänge des Wechslers:

Strahlengang a: $I_s = I_u$ Strahlengang b: $I_s = 1,01 I_u$

Zur Justierung von Probe und Vergleichsspiegel an äquivalente Stellen sind zwei Bedingungen zu erfüllen:

1. Die optischen Wege über Probe und Vergleichsspiegel müssen gleich sein.
2. Die Normalen von Probe und Vergleichsspiegel müssen so justiert sein, daß bei beiden Stellungen des Wechslers geometrisch gleiche Ausleuchtung garantiert ist.

Die erste Bedingung läßt sich auf folgende Weise erfüllen: Man betrachtet mit einer Lupe mittels eines Umlenkspiegels das Bild des Strahlers auf dem Eintrittsspalt. Verschiebt man die Probe bzw. den Vergleichsspiegel parallel zu ihren Reflexionsebenen, so wandert das Bild des Strahlers in der Lupe seitwärts. Probe und Vergleichsspiegel werden so verschoben, daß das Bild für beide Stellungen des Wechslers an derselben Stelle einer Skala in der Lupe liegt.

Um die zweite Bedingung zu erfüllen, wird der Strahler durch eine punktförmige Lichtquelle (30 Watt) ersetzt. Probe und Vergleichsspiegel werden jetzt so justiert, daß der Schatten eines Fadenkreuzes, das auf Umlenkspiegel 2 (Figur 6) gespannt ist, an dieselbe Stelle auf dem Hohlspiegel 3 fällt. Damit ist geometrisch gleiche Ausleuchtung für beide Stellungen des Strahlengangwechslers garantiert. Diese Justiermethode führt auch bei den im Sichtbaren schwach reflektierenden (ca. 4%) Kristallen zum Ziel, wobei es sich empfiehlt, die Reflexion an der Rückseite der Kristalle durch Schleifen oder Bestreichen mit Vaseline auszuschalten.

Zur Prüfung des Wechslers und der hier beschriebenen Justiermethode wurden an die Stelle von Probe und Vergleichsspiegel zwei im gleichen Aufdampfprozeß gewonnenen Aluminiumspiegel gesetzt. Dabei ergaben sich nur für Strahlengang a ($\alpha = 0$) innerhalb der Meßfehler (0,2%) gleiche Sig-

nale. Die Abweichungen waren für Strahlengang b ca. 0,5-1,0%, was durch die obige Abschätzung gut bestätigt wird. Eine Ebenheit der Wechslerspiegel auf 1μ erweist sich als hinreichend.

Diese spezielle Wechsleranordnung gestattet es nicht mehr, dieselbe Blende direkt vor Probe und Vergleichsspiegel zu benutzen, wie es in der zitierten früheren Arbeit⁵ für die Messungen bei Zimmertemperatur gemacht worden war. Um auch hier denselben definierten Teil des Strahlers auf Probe und Vergleichsspiegel abzubilden, muß eine weitere Zwischenabbildung eingeführt werden. An die Stelle des Zwischenbildes wird die Blende B_2 gesetzt. In Figur 6 ist die optische Anordnung dargestellt. In der Anordnung sind also insgesamt vier Zwischenbilder eingeführt:

1. Zwischenbild am Ort der Blende B_2 .
2. Zwischenbild auf Probe bzw. Vergleichsspiegel.
3. Zwischenbild auf dem Eintrittsspalt des Spektrometers.
4. Zwischenbild auf dem Austrittsspalt.
5. Endbild auf dem Empfänger.

Als Empfänger dienen Bolometer mit KRS5 bzw. CsJ-Fenster.

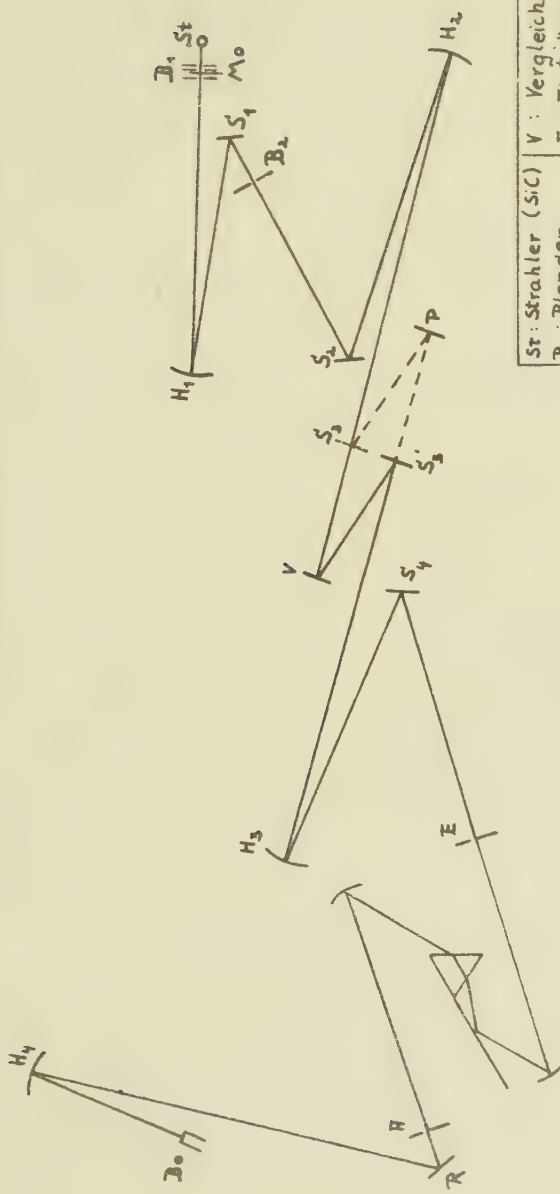
In der folgenden Tabelle sind die in den verschiedenen Spektralbereichen benutzten Prismen und außerdem die zur Unterdrückung kurzwelliger Streustrahlung notwendigen Maßnahmen angegeben.

$\lambda(\mu)$	Prisma	Modulator	Reststrahlplatte
10 - 16	NaCl (60°)	0,2mm Glas	---
14 - 25	KBr (60°)	0,2mm Glas	LiF
23 - 35	CsBr (60°)	2 mm NaCl	CaF ₂ bzw. NaF
32 - 42	CsJ (35°)	2 mm NaCl	NaF und Aragonit
23 - 38	KRS5 (29°)	2 mm NaCl	NaF
40 - 45	CsJ (35°)	2 mm NaCl	NaCl und Aragonit

Der Einfallswinkel auf der Probe bzw. dem Vergleichsspiegel beträgt 10° . Die folgende Diskussion der Fresnelschen Formeln soll zeigen, inwieweit man aus diesem für den Einfallswinkel 10° gemessenen Reflexionsvermögen R auf das bei senkrechter Inzidenz R_0 schließen kann.

Die Reihenentwicklung der Fresnelschen Formeln nach dem

Figur 6 Optische Anordnung Maßstab: 1:15



St: Strahler (SiC)	V: Vergleichsspiegel
B: Blenden	E: Eintrittsspalt
M ₀ : Modulator	Pr: Prisma
S: Planspiegel	H: Austrittsspalt
H: Hohlspiegel	R: Reststrahlplatte
P: Probe	Bo: Bolometer

Sinus des Einfallswinkels ϕ lautet:

$$R_{\perp} = R_0 \left[1 + \frac{2n}{n^2 + k^2} \sin^2 \phi + \left(\frac{1 + \frac{n}{2}}{n^2 + k^2} + \frac{n^2 - k^2}{(n^2 + k^2)^2} + \frac{\frac{n}{2} \cdot (n^2 - 3k^2)}{(n^2 + k^2)^3} \right) \sin^4 \phi + \dots \right]$$

$R_{\perp}$: Elektrischer Vektor senkrecht zur Einfallsebene polarisiert

$$R_{\parallel} = R_0 \left[1 - \frac{2n}{n^2 + k^2} \sin^2 \phi + \left(\frac{1 - \frac{3n}{2}}{n^2 + k^2} + \frac{n^2 - k^2}{(n^2 + k^2)^2} - \frac{\frac{n}{2} \cdot (n^2 - 3k^2)}{(n^2 + k^2)^3} \right) \sin^4 \phi + \dots \right]$$

R : Elektrischer Vektor parallel zur Einfallsebene polarisiert.

$$R_0 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

ist das Reflexionsvermögen bei senkrechter Inzidenz.

Das zweite Glied in der Reihenentwicklung ($\dots \sin^4 \phi$) liefert für alle hier vorkommenden n und k Werte einen Beitrag, der eine Größenordnung kleiner als der des quadratischen Gliedes ist. Für unpolarisierte Strahlung

$$\frac{1}{2}(R_{\perp} + R_{\parallel}) = R_0 \left[1 + 0 \cdot \sin^2 \phi + \left(\frac{1 - \frac{n}{2}}{n^2 + k^2} + \frac{n^2 - k^2}{(n^2 + k^2)^2} - \frac{\frac{n}{2} \cdot (n^2 - 3k^2)}{(n^2 + k^2)^3} \right) \sin^4 \phi + \dots \right]$$

fällt das quadratische Glied weg, und es bleibt nur der Beitrag von dem Glied $\dots \sin^4 \phi$, dessen Größe für $\phi = 10^\circ$ unterhalb der Meßgenauigkeit liegt. Das zweite Glied wird deshalb im folgenden vernachlässigt.

Der Koeffizient $\frac{2n}{n^2 + k^2}$ von $\sin^2 \phi$ zeigt, daß hierdurch für kleine Winkel ($\phi = 10^\circ$, $\sin^2 \phi = 3 \cdot 10^{-2}$) dann noch ein meßbarer Betrag zu erwarten ist, wenn n und k klein sind (n und k gehen im Nenner quadratisch ein!). man wird also für den Fall des LiF kurz hinter der Christiansenwellenlänge (11μ), wo n klein wird ($n < 1$) und k noch klein ist ($k < 1$), einen nennenswerten Beitrag erwarten.

Im folgenden soll für $\lambda = 15\mu$ der Einfluß der Polarisation untersucht werden. Mit den optischen Konstanten $n = 0,14$ und $k = 0,20$ ergeben sich folgende Werte

$$R_{\perp}^+ = 0,582 \cdot (1 \pm 0,142) \quad R_{\perp} = 0,665 \quad R_{\parallel} = 0,50$$

Für unpolarisierte Strahlung mißt man auch bei 10° Einfallswinkel in guter Näherung das Reflexionsvermögen bei senkrechter Inzidenz. Durch die Optischen Elemente (Umlenkspiegel, Prisma, Reststrahlplatte) ist aber eine Eigenpolarisation

sation der Anlage zu erwarten, so daß man für das hier gewählte Beispiel auch bei relativ geringer Eigenpolarisation eine merkliche Abweichung des bei 10^0 Einfallswinkel gemessenen Reflexionsvermögens von dem bei senkrechter Inzidenz erwarten muß. Die Bestimmung der Eigenpolarisation der Anlage mit Hilfe eines Selenpolarisators ergab für $\lambda = 15\mu$ folgende Werte:

$A_{\perp} = 22,4$ (Signal bei senkrecht polarisierter Strahlung)

$A_{\parallel} = 21,4$ (Signal bei parallel polarisierter Strahlung)

Daraus berechnet sich ein Polarisationsgrad von:

$$\alpha = \frac{A_{\perp} - A_{\parallel}}{A_{\perp} + A_{\parallel}} = 2,77 \cdot 10^{-2}$$

Mit der Abkürzung $x = \frac{2n}{n^2 + k^2} \cdot \sin^2 \phi$ ergibt sich also das gemessene Reflexionsvermögen zu:

$$R = \frac{A_{\perp}(1+x) + A_{\parallel}(1-x)}{A_{\perp} + A_{\parallel}} \cdot R_0$$

$$= (1 + \alpha \cdot x) \cdot R_0$$

$$\Delta R = R - R_0 = \alpha \cdot x \cdot R_0$$

Für den hier behandelten Fall erhält man damit:

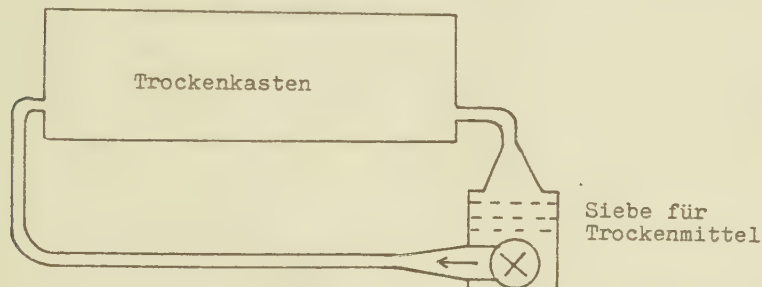
$$\Delta R = 2,77 \cdot 10^{-2} \cdot 0,142 \cdot 0,582 = 0,2 \cdot 10^{-2}$$

Durch die Bevorzugung des senkrecht polarisierten Anteils im Grundspektrum ($A_{\perp} > A_{\parallel}$) wird also ein zu großes Reflexionsvermögen gemessen. Da in diesem Spektralbereich ($13,5 - 15,5\mu$) des steilen Abfalls des Reflexionsvermögens die Meßfehler wesentlich größer sind ($\pm 10^{-2}$), kann man den durch die Eigenpolarisation der Anlage auftretenden Fehler vernachlässigen. In dem übrigen Spektralbereich unterscheiden sich $R_{\perp}$ und $R_{\parallel}$ für 10^0 Einfallswinkel nur unwesentlich von R_0 , so daß auf eine Korrektur der Meßwerte verzichtet werden kann.

Der Vergleichsspiegel besteht aus V_2A -Stahl. Sein Reflexionsvermögen war in der früheren Arbeit⁵ durch Vergleich mit frisch aufgedampftem Aluminium bestimmt worden, wobei das Reflexionsvermögen von Al nach der Formel von Hagen-Rubens aus der Leitfähigkeit berechnet worden war. Um die so gewonnenen Werte zu prüfen, wird hier das Reflexionsvermögen nach einer Absolutmethode bestimmt, die unter anderem bei Beattie¹⁵ angegeben ist. In der optischen Anordnung tritt

IV. Anlage zur Lufttrocknung.

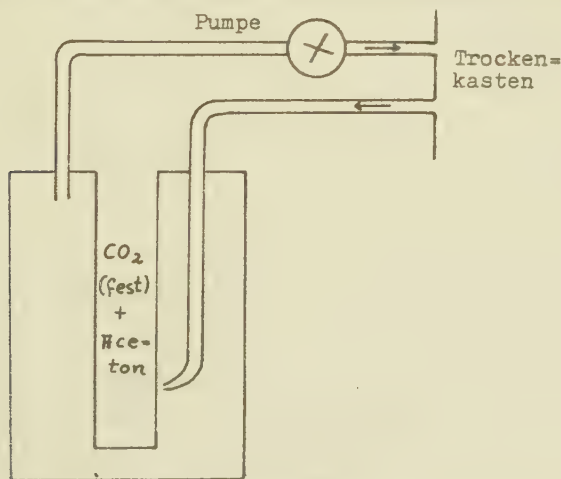
Die Konstruktion der Anlage zur Lufttrocknung, deren Wirkungsweise der folgenden Skizze zu entnehmen ist, wurde von Herrn Dr. G. Heilmann übernommen.



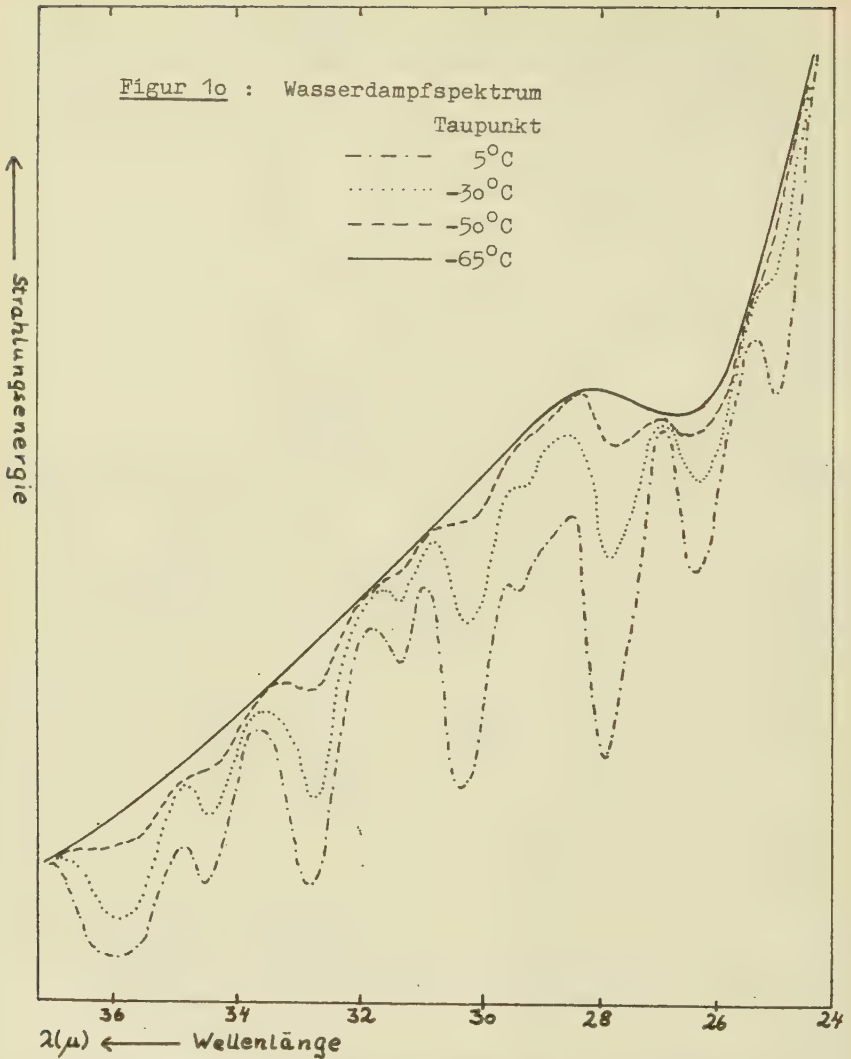
Figur 8 : Anlage zur Lufttrocknung. Als Trockenmittel dient Silikagel und P_2O_5 .

Als Beispiel der Wirksamkeit wurde das Wasserdampfspektrum zwischen 24μ und 36μ bei verschiedenen Trocknungszuständen - gekennzeichnet durch den jeweiligen Taupunkt - aufgenommen (Figur 10).

In Figur 9 ist der Taupunktanzeiger dargestellt. Das ver-



Figur 9 : Taupunktanzeiger. Als Kühlmittel dient CO_2 (fest) + Aceton.



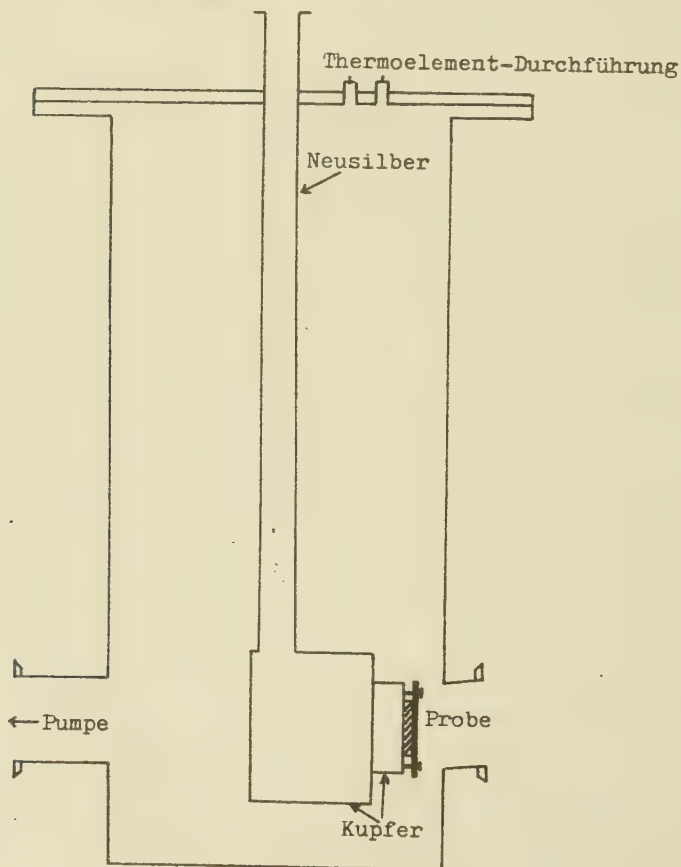
Bemerkung zu Figur 10: Der Nullpunkt der Strahlungsenergie fällt mit der λ -Achse zusammen, so daß sich durch Trocknung für 36μ z.B. eine Steigerung der Energie im Grundspektrum um den Faktor 4 ergibt. Die bei 27μ auch bei einem Taupunkt von -65°C auftretende breite Einsenkung im Kurvenverlauf ist auf die Reststrahlplatte aus NaF zurückzuführen.

chromte Rohr wird durch Aceton+festem CO_2 so weit gekühlt, bis Wasserdampf aus dem Trockenkasten daran kondensiert. Die Temperatur der Kühlflüssigkeit, die mit einem Penthan-Thermometer direkt gemessen wird, gibt in etwa den Taupunkt an.

V.Kryostat.

Der Querschnitt des Kryostaten ist in Figur 11 dargestellt. Das Kühlgefäß aus Kupfer ist hart verlötet.

Als Thermoelement empfiehlt sich wegen seiner relativ großen Thermokraft Eisen-Constantan. Als Anzeigeinstrument dient derselbe Speedomax-Schreiber, mit dem auch die Reflexionswerte gemessen werden, wobei die Temperatur jeweils während des Probenwechsels angezeigt wird. Als Fixpunkte zur



Figur 11 : Kryostat. Maßstab: 1:4

Eichung des Thermoelementes eignen sich die Siedepunkte von Stickstoff, Sauerstoff und der Schmelzpunkt von Aceton. An das Thermoelement ist ein Stück Bronzeblech gelötet, was durch den Probenhalter auf die Oberfläche der Probe gepreßt wird. Das Zwischenstück zwischen Probe und Kühlgefäß ist über eine dünne Indiumschicht an das Kühlgefäß angeschraubt. Auch zwischen Probe und Unterlage erweist sich Indium als gutes Kontaktmittel. Mit dieser Anordnung wurden bei einem Druck $p < 10^{-4}$ Torr folgende Temperaturen an der Probenoberfläche erreicht:

Kühlmittel	Temperatur
flüssige Luft auf 20 Torr abgepumpt	70°K $\pm 3^{\circ}\text{K}$
Trockeneis (CO_2)+Spiritus	200°K

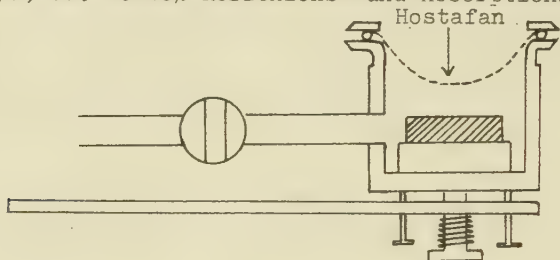
In den verschiedenen Spektralbereichen dienen folgende Materialien als Vakuumfenster:

Material	Spektralbereich
KBr (8mm dick)	10 - 24 μ
CsBr (8mm dick)	20 - 32 μ
Hostafan (10 μ dick)	30 - 45 μ

CsBr ist auch im KBr-Bereich als Fenster benutzbar, wegen seiner großen Hygroskopie aber sehr unpraktisch. Die Fenster aus KBr und CsBr sind auf Metallringe gekittet. Die Metallringe werden um ca. 5° gegenüber der Probennormalen nach oben geneigt an dem Kryostaten und vor der Vergleichsprobe angeflanscht. Dadurch werden Reflexionen von den Fensteroberflächen nicht auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet. Die Hostafan-Folie wird auf einen Dichtungsring (ohne Zentrierring) gelegt und mit einem Metallring auf dieselbe Weise angeflanscht. Auf Grund des äußeren Luftdrucks biegt sich die Folie bei einer lichten Weite von 40mm beträchtlich durch.

Um im Vergleichsstrahlengang eine Folie möglichst gleicher optischer Eigenschaften zu haben, muß auch die Vergleichsprobe ins Vakuum gebracht werden (es genügen ca. 10-100 Torr). Das ganze Gehäuse um die Vergleichsprobe ist justierbar angebracht (Figur 12). Es kann über einen Glas-

hahn evakuiert werden. Dabei hält sich der Unterdruck über mindestens 10 Tage so gut, daß keine Veränderung in der Durchbiegung der Folie festgestellt werden kann. Die Folie zeigt (bei doppeltem Durchgang) im benutzten Spektralbereich ($30 - 45\mu$) ca. 20-40% Reflexions- und Absorptionsverluste.

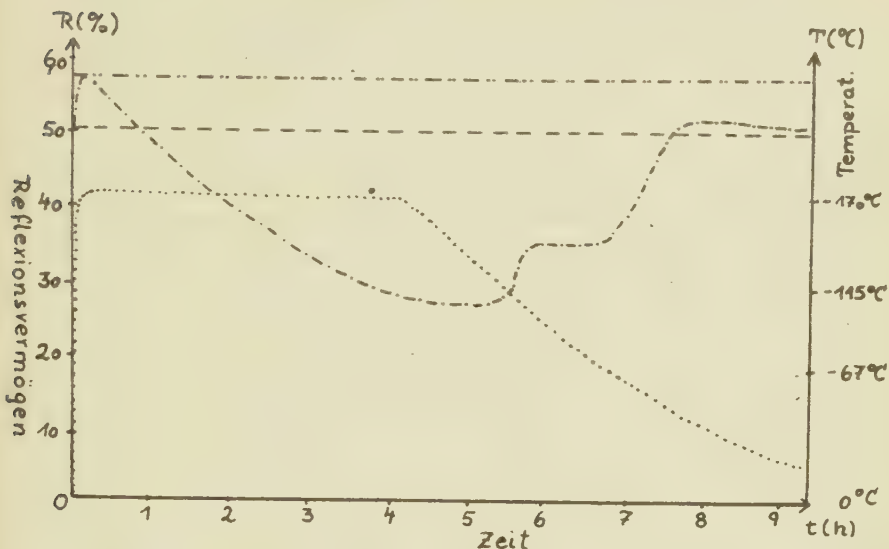


Figur 12 : Gehäuse für die Vergleichsprobe.

Zur Evakuierung auf Vorvakuum (10^{-1} Torr) wird der Kryostat nur über eine Kühlfalle mit der rotierenden Ölpumpe direkt verbunden. Zur Evakuierung auf Hochvakuum (10^{-5} Torr) dient eine Öldiffusionspumpe mit Wasserbaffle, wobei jetzt auf die Kühlfalle hinter der Vorpumpe verzichtet werden kann. Die Benutzung der Kühlfalle bei der Evakuierung auf Vorvakuum erwies sich als notwendig, da ohne diese Maßnahme Dämpfe aus dem Öl der Vorpumpe sich beim Abkühlen als stark reflexionsvermindernde Schichten auf der Probe niederschlugen. Begünstigt wurde die Bildung dieser leichtflüchtigen Ölprodukte dadurch, daß die Vorpumpe sich unzulässig stark erwärmte, weil die Luftkühlung wegen ungünstiger Aufstellung der Pumpe zunächst nicht zur Geltung kam. Bei einem großen Teil der Messungen - vor allen Dingen bei den Messungen an den bedampften Kristallen - wurde auch im Dauerbetrieb eine Kühlfalle mit flüssiger Luft vor den Rezipienten geschaltet.

Als Beispiel für den erwähnten Aufdampfeffekt ist in Figur 13 das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit von der Temperatur (rechte Skala) und der Zeit nach dem ersten Abkühlen aufgetragen. In diesem Fall war der Kryostat mit der Vorpumpe (ohne Kühlfalle!) auf ca. 10^{-1} Torr evakuiert worden und dann mit der Diffusionspumpe auf ca. 10^{-5} Torr. Die beiden Stufen in Figur 13 deuten an, daß es zwei Komponenten sind,

die bei -115°C bzw. -67°C wegdampfen. Nach ca. 100-stündigem Pumpen mit der Diffusionspumpe war der Effekt nicht mehr feststellbar.



Figur 13 : Beispiel zum "Aufdampfeffekt". Reflexionsvermögen von LiF für die Wellenlänge 15μ .

- Temperatur als Funktion der Zeit.
- · - - Reflexionsvermögen als Funktion der Zeit und der Temperatur nach dem ersten Abkühlen.
- - - Reflexionsvermögen bei Zimmertemperatur.
- - - - Reflexionsvermögen bei -170°C .

VI. Messungen.

A. Reflexionsmessungen.

Das Reflexionsvermögen von LiF bei Zimmertemperatur wurde durch Vergleich mit einem V_2A -Spiegel bzw. nach der oben beschriebenen Absolutmethode bestimmt. Im Bereich kleiner Reflexionswerte ($12-14,5\mu$) empfehlen sich Vergleichsspiegel aus KRS5 ($R \sim 17\%$) bzw. KBr ($R \sim 4\%$), wodurch noch Reflexionswerte von weniger als $0,1\%$ gemessen werden können. Um die Reflexion an der Rückwand dieser Vergleichsspiegel, die in dem betrachteten Spektralbereich durchlässig sind, nicht berücksichtigen zu müssen, werden Prismen aus KRS5 bzw. KBr benutzt. Die genauen Reflexionswerte der Prismen erhält man dabei aus den bekannten Brechungsindizes.

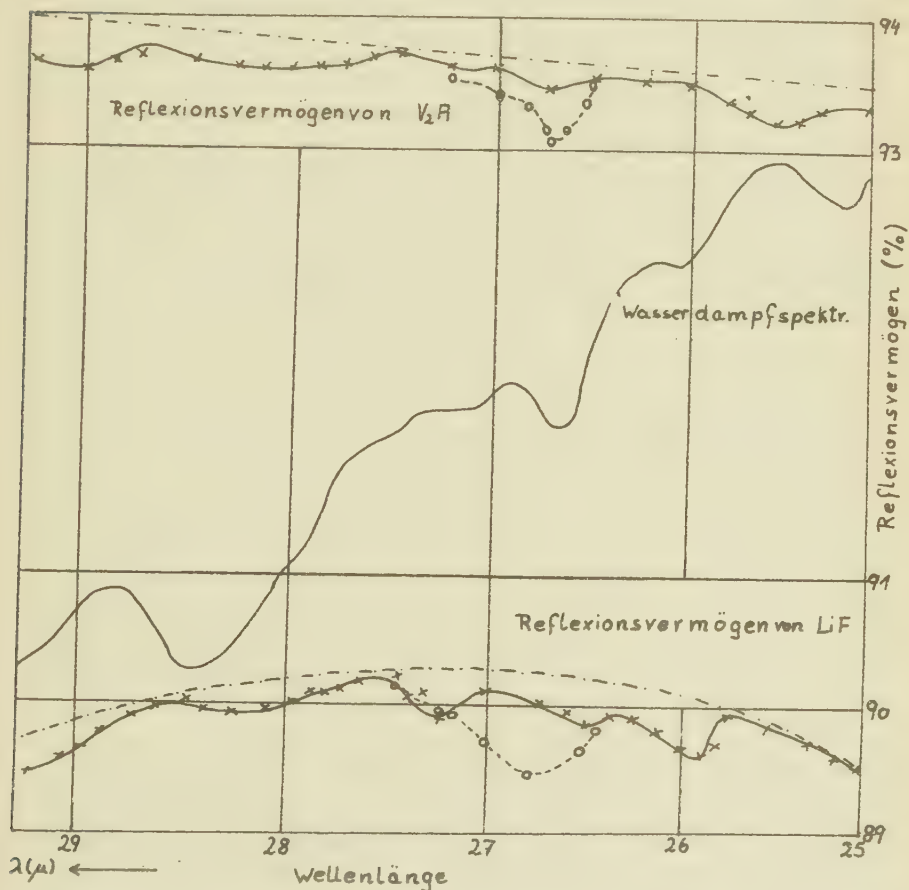
Bei den Tieftemperaturmessungen dient jeweils die gleiche Probe bei Zimmertemperatur als Vergleichsspiegel, wodurch unmittelbar der Temperatureffekt gemessen werden kann.

Die spezielle Konstruktion des Strahlengangwechslers erfordert zur Kompensation der Verluste am Vakuumfenster des Kryostaten ein möglichst gleiches Fenster vor der Vergleichsprobe. Durch Messung des Reflexionsvermögens bei Zimmertemperatur, das bei optisch gleichen Fenstern den Wert 1 haben sollte, da Probe und Vergleichsspiegel aus dem gleichen Material sind, erhält man einen Korrekturfaktor, der bei den Tieftemperaturmessungen berücksichtigt werden muß. Dieser Faktor war bei den Hostafan-Folien - bedingt durch ihre ungleichmäßige Dicke - mit $0,9-1,1$ wesentlich mehr von 1 verschieden als bei den Fenstern aus KBr bzw. CsBr mit $0,97-1,03$.

Die Verwendung von LiF auch als Vergleichsspiegel bedeutet eine zusätzliche Unterdrückung kurzweiliger Streustrahlung.

Bei den Messungen im Gebiet des Reststrahlmaximums nach der Absolutmethode (Messung von R^2 bedeutet Steigerung der Meßgenauigkeit!) ergaben sich Strukturen in der Größenordnung von $0,5\%$ (Figur 14). Diese Strukturen, die an der Grenze der Nachweisbarkeit liegen, können mit großer Wahrscheinlichkeit den an der Oberfläche der Probe adsorbierten Wassermolekülen zugeschrieben werden, da die Tiefe der Linien von dem Wasserdampfgehalt der umgebenden Luft abhängt und zum

anderen ein V_2A -Spiegel an Stelle der LiF-Probe auch schwache Strukturen aufweist. Daß die Strukturen nur bei den Messungen nach der Absolutmethode auftreten, liegt wohl daran, daß hier im Meßstrahlengang zwei adsorbierende Oberflächen mehr eingeschaltet sind als im Vergleichsstrahlengang. Bei der Relativmethode dagegen hat man die gleiche Anzahl von Oberflächen bei beiden Stellungen des Strahlengangswechslers.



Figur 14 : Reflexionsvermögen von LiF und V_2A nach der Absolutmethode und Wasserdampfspektrum (Taupunkt $-35^\circ C$)
 —x— Taupunkt $-50^\circ C$ --o-- Taupunkt $-10^\circ C$
 extrapolierte Werte.

In Figur 14 ist keine strenge Koinzidenz der Strukturen im Reflexionsvermögen mit den Wasserdampflinien zu erwarten, da durch die Adsorption auf den Oberflächen eine Behinderung der Rotation der H_2O -Moleküle denkbar ist, was zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenzen führen kann.

B. Bestimmung der Schichtdicke.

Bei der Bestimmung der optischen Konstanten nach der Methode von Lecomte⁸ ist auch die Kenntnis der Dicke und des Brechungsindex der Aufdampfschicht erforderlich. Die Dicke läßt sich durch die Auswertung der Interferenzlinien ermitteln, die bei Durchlässigkeitsmessungen an dem bedampften Kristall im nahen Ultrarot ($2-6\mu$) entstehen. Der relativ große Unterschied der Brechungsindizes der Aufdampfschicht ($n_{Se} \sim 2,5$) und des Grundmaterials ($n_{LiF} \sim 1,4$) ergibt deutliche Interferenzlinien. In der folgenden Figur 15 sind diese Interferenzlinien für ein Beispiel dargestellt. Dabei erhält man die Ordnung aus den Durchlässigkeitsmaxima aufeinanderfolgender Linien nach der Formel:

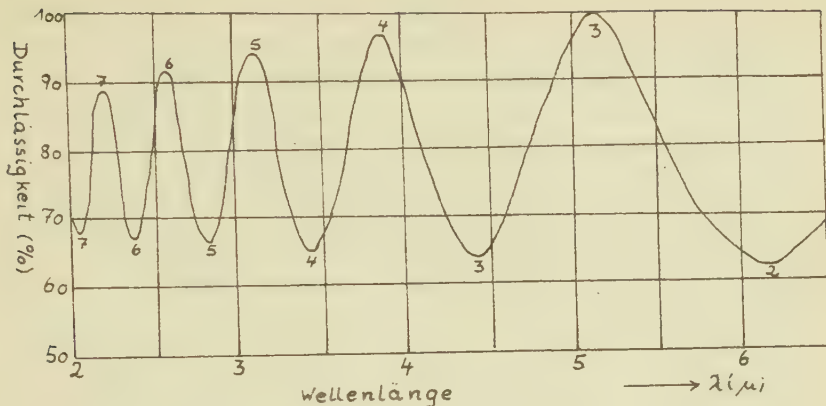
$$m = \frac{\lambda_{m+1}}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} \quad (n(\lambda_m) = n(\lambda_{m+1}))$$

Die Schichtdicke berechnet sich dann aus den λ -Werten der Maxima und Minima nach den Formeln:

$$d = \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot n \cdot d} \quad (\text{Maxima}) \quad d = \frac{(m + \frac{1}{2}) \cdot \lambda}{2 \cdot n \cdot d} \quad (\text{Minima})$$

Zur Kompensation der bei 6μ einsetzenden Absorption des LiF stellt man in den Vergleichsstrahlengang des Spektrometers (Beckman IR5) eine unbedampfte Probe aus LiF der gleichen Dicke. Die zur Berechnung von d notwendigen Brechungsindizes von Selen sind bei Salzberg und Villa¹⁶ angegeben.

Die hier angewandte Methode gestattet die Bestimmung der Schichtdicke mit einem Fehler von ca. 0,3%, wenn man die Eichung des Spektrometers und den Brechungsindex von Se als richtig voraussetzt. Eine zusätzliche Bestimmung der Dicke durch Wägung ergab Übereinstimmung bis auf Abweichungen von höchstens 3%, wobei dieser Fehler in der Hauptsache der Wägung zugeschrieben werden kann.



Figur 15 : Durchlässigkeit von Se ($d=3,097\mu$) auf LiF (4mm). Spektrometer: Beckman IR5. Vergleichsstrahlengang: LiF (4mm).

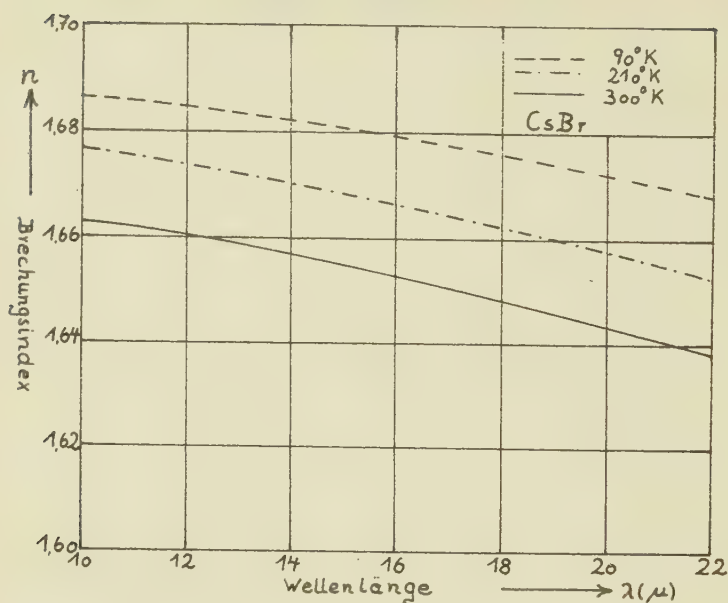
C. Bestimmung des Brechungsindex von Se und CsBr.

Der Brechungsindex von amorphem Selen ergab sich aus Reflexionsmessungen am kompakten Material im Spektralbereich von $27-40\mu$ unabhängig von der Temperatur zu 2,428, wobei die Unabhängigkeit von der Temperatur nur auf 1% bestimmt ist.

Zur Vermeidung von Luftblasen wurde Se im Vakuum (ca. 1 Torr) geschmolzen und bei Atmosphärendruck abgeschreckt, da Selen bei langsamem Abkühlen dazu neigt, in kleinen Bereichen auszukristallisieren, was die optischen Eigenschaften auch im UR wesentlich verändert. Der so gewonnene Se-Block wurde geschliffen und poliert. Reflexionsmessungen an diesem Se-Block und an demselben mit Selen bedampften Block ergaben den gleichen Wert von 17,35%, so daß man daraus unmittelbar auf den Brechungsindex des aufgedampften Se von 2,428 schließen kann. Diese Maßnahmen zur Bestimmung des Brechungsindex von aufgedampftem (amorphem) Selen erwiesen sich als gerechtfertigt, da bei einem anderen Se-Block, der langsam aus der Schmelze abgekühlt war, sich kristalline Bereiche an der Oberfläche zeigten, die ein Reflexionsvermögen von mehr als 20% bewirkten.

Da zunächst auch CsBr als Aufdampfschicht geplant war, wur-

Figur 16 Brechungsindex von CsBr



de auch der Brechungsindex von CsBr in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Der Vergleich der Reflexionswerte zweier CsBr-Keile, von denen der eine bei Zimmertemperatur war und der andere bei tiefen Temperaturen, ergab aus den bei Zimmertemperatur bekannten Werten der Brechungsindizes die in Figur 16 dargestellten Werte für tiefe Temperaturen.

VII. Meßergebnisse.

A. Ergebnisse der Reflexionsmessungen.

In Figur 17 sind die Ergebnisse der Reflexionsmessungen an LiF dargestellt. Der allgemeine Charakter des Verlaufs des Reflexionsvermögens bleibt auch bei tiefen Temperaturen erhalten. Für einige charakteristische Stellen sind die Änderungen des Reflexionsvermögens mit abnehmender Temperatur in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Struktur	T(°K)	λ (μ)	R(%)
Nebenmaximum	300	17,0	77,5
	200	17,0	80,8
	70	17,0	83,0
Reflexionsminimum	300	19,95	69,4
	200	19,65	72,3
	70	19,35	76,2
Reflexionsmaximum	300	27,4	90,3
	200	27,0	93,3
	70	26,3	97,2

Für $\lambda = 31,5 \mu$ erweist sich das Reflexionsvermögen als temperaturunabhängig.

B. Optische Konstanten nach der Methode von Lecomte.

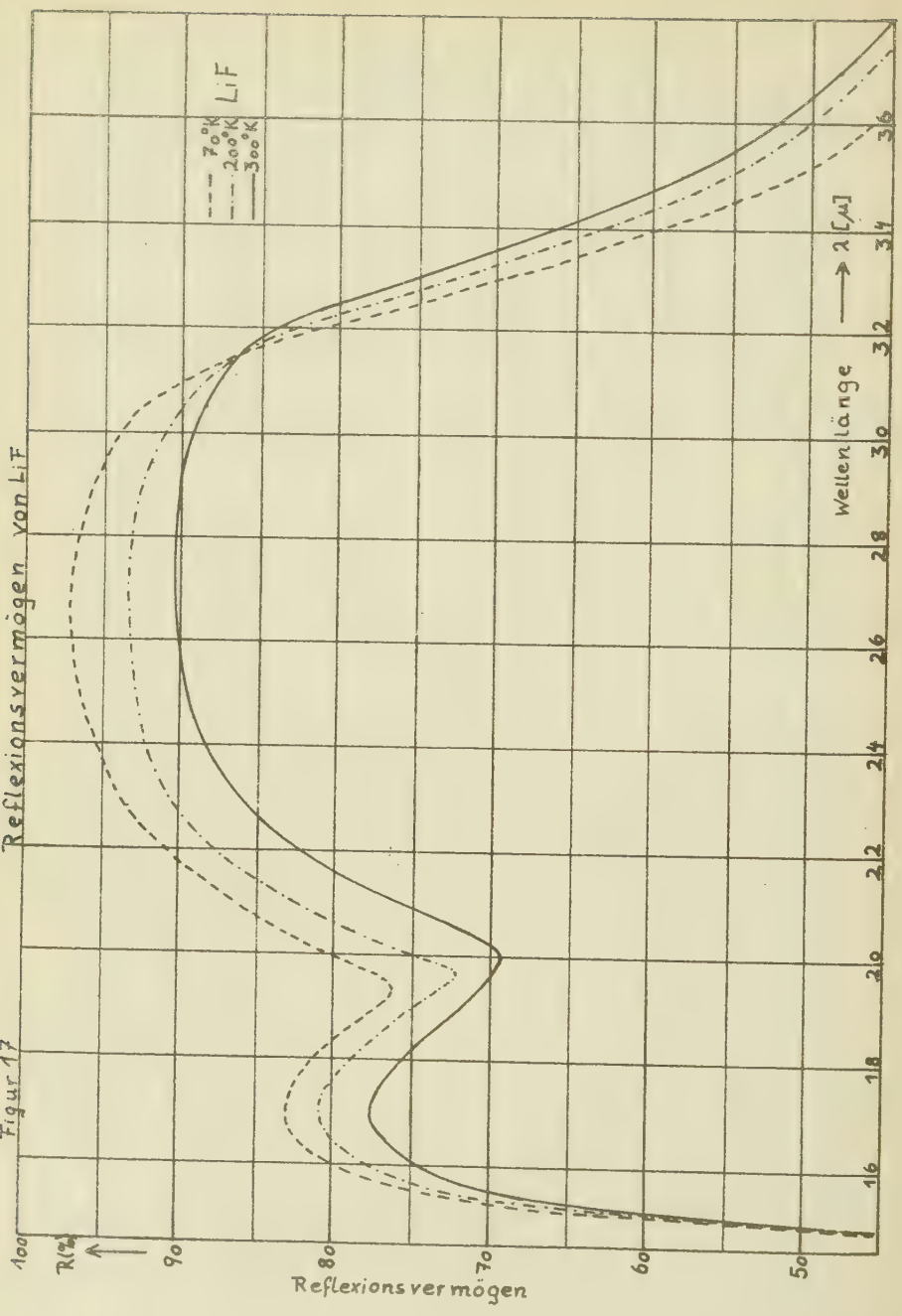
In der vorliegenden Arbeit werden die optischen Konstanten nach der Methode von Lecomte im Spektralbereich $27,5-38 \mu$ bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Figuren 20-22 eingetragen. In Figur 18a und b ist das Reflexionsvermögen der mit Selen bedampften LiF-Kristallen dargestellt. Auf die Schichtdickenabhängigkeit der Reflexionswerte wird ausführlich in der früheren Arbeit⁵ eingegangen. Hier soll lediglich für 35μ nochmals das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit von der Schichtdicke dargestellt werden (Figur 19). Der Berechnung von R(d) nach der Formel, die der früheren Arbeit⁵ entnommen ist, liegen die optischen Konstanten der vorliegenden Arbeit zugrunde.

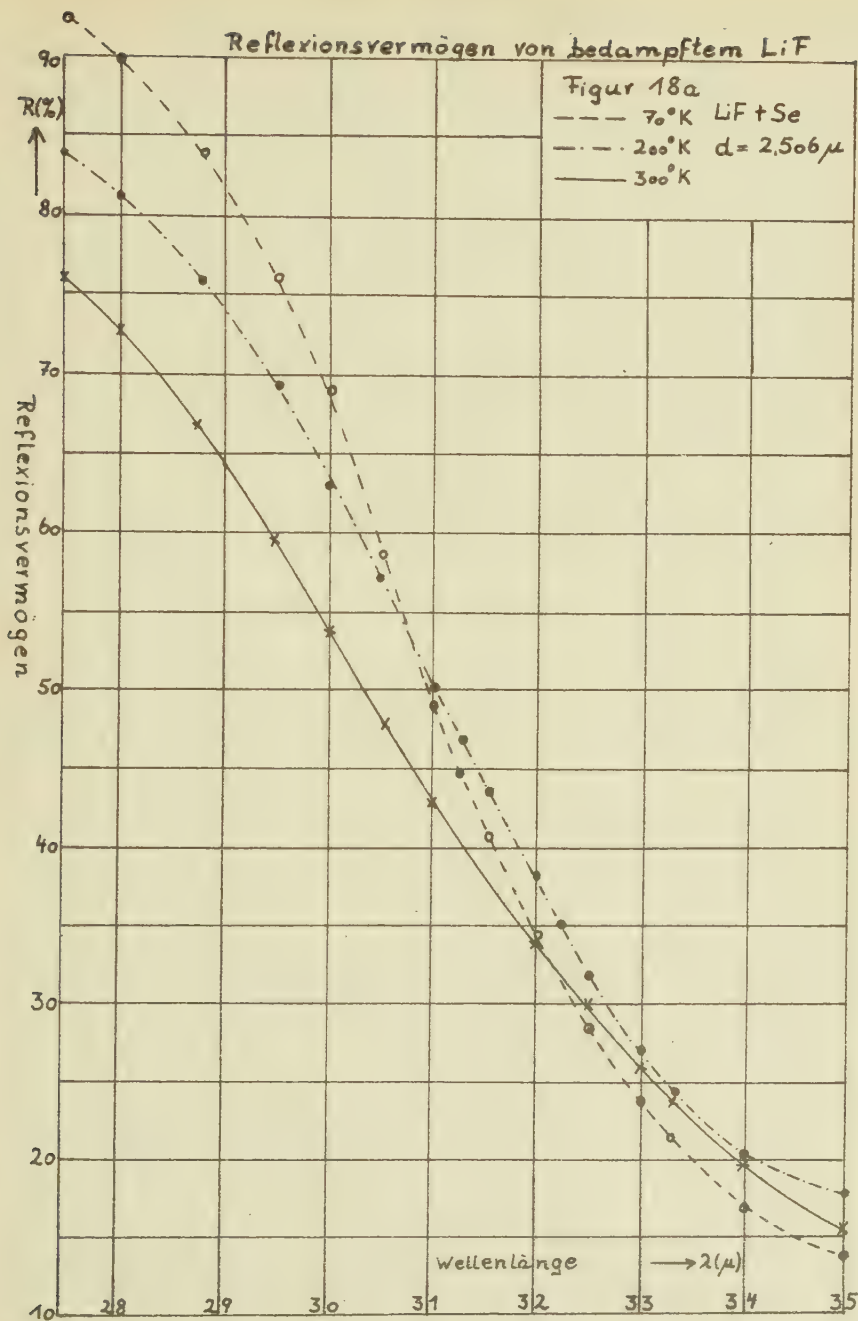
$$R = \frac{c^2 b^2 + a^2 + c^2 k^2 + k^2 + 2 \cdot c \cdot (k^2 - ab) \cdot \cos 2p - 2kc(b+a) \cdot \sin 2p}{c^2 a^2 + b^2 + c^2 k^2 + k^2 + 2 \cdot c \cdot (k^2 - ab) \cdot \cos 2p - 2kc(b+a) \cdot \sin 2p}$$

$$a = n_0 - n, \quad b = n_0 + n, \quad c = \frac{n_0 - 1}{n_0 + 1}, \quad 2p = \frac{4 \cdot \pi \cdot n_0 \cdot d}{\lambda}$$

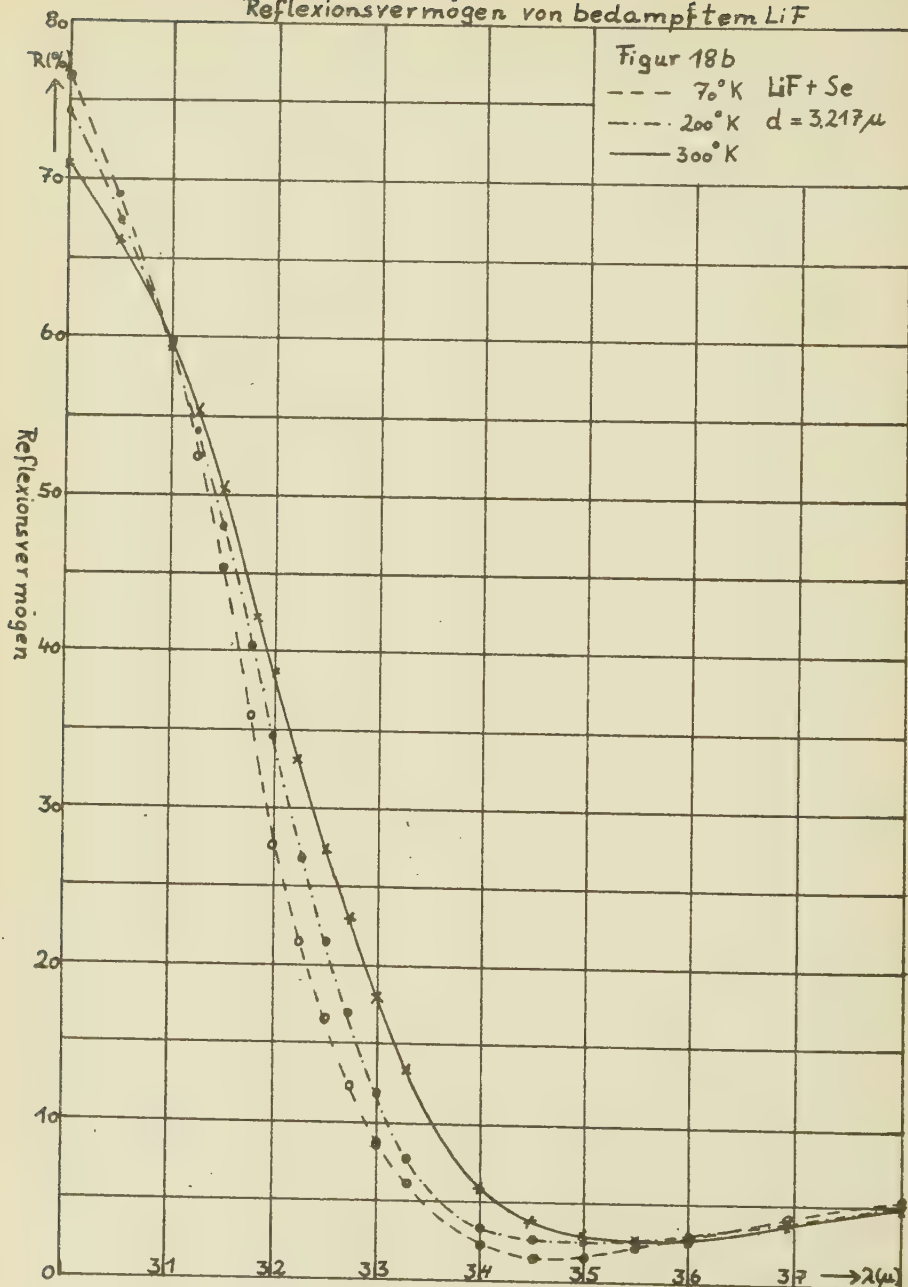
Reflexionsvermögen von LiF

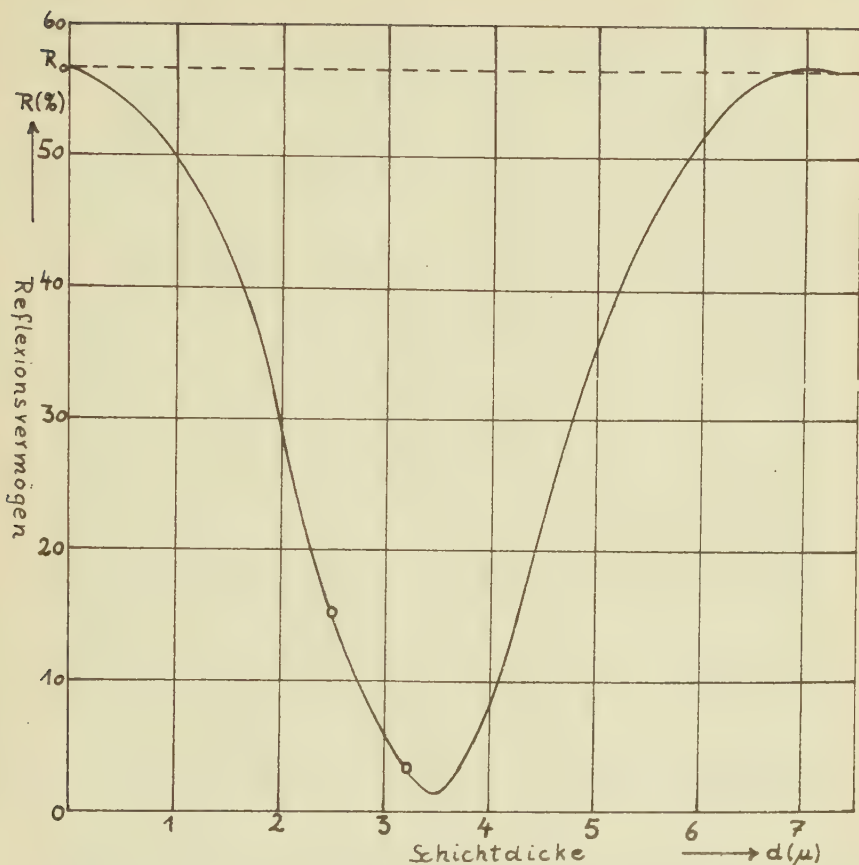
Figur 17





Reflexionsvermögen von bedampftem LiF



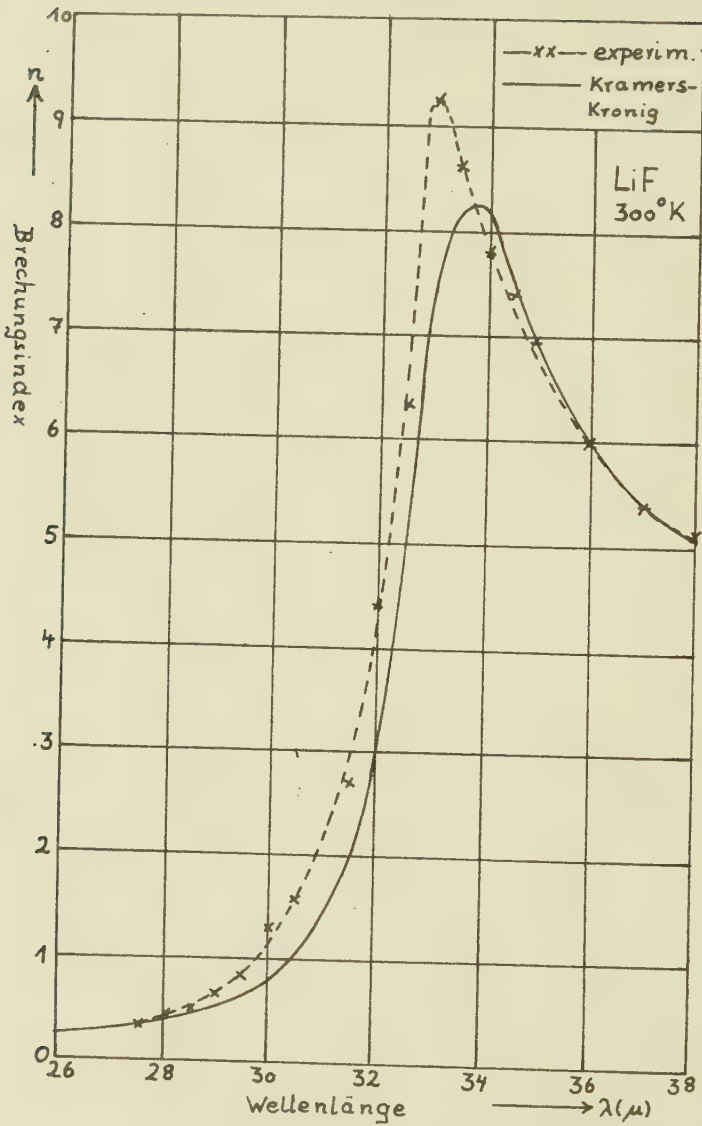


Figur 19: Reflexionsvermögen des mit Selen bedampften LiF als Funktion der Schichtdicke d .

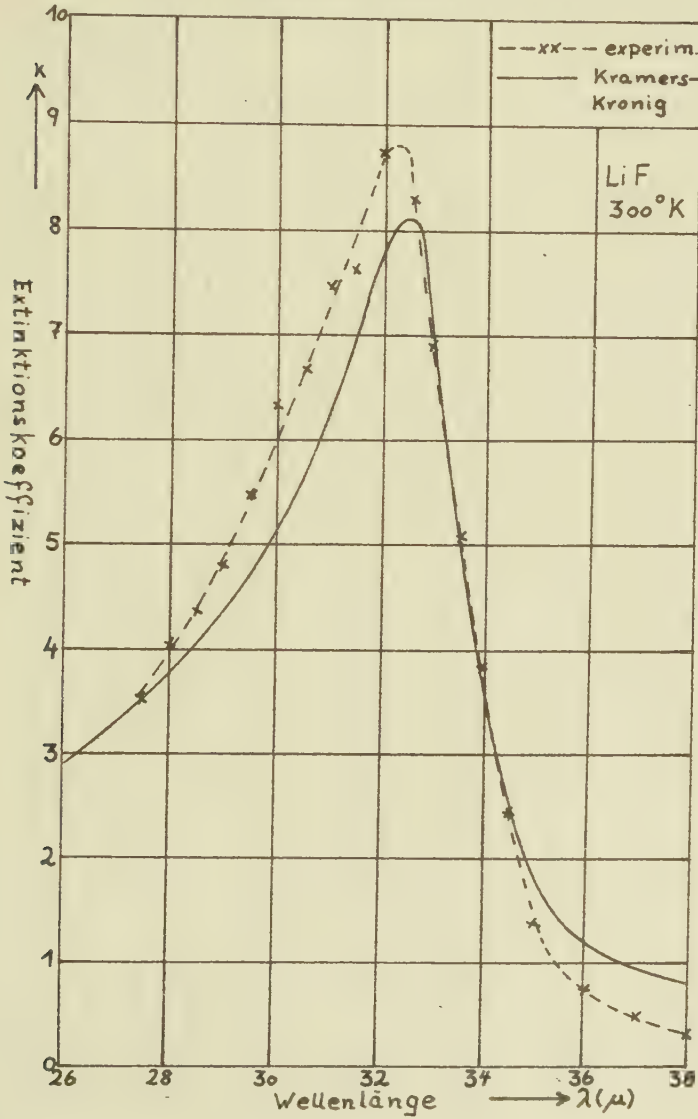
Der Berechnung der Kurve liegen folgende Werte zugrunde: $\lambda = 35\mu$, $n = 6,75$, $k = 1,5$, $n_1 = 2,428$.

Die Kreise $\circ \circ$ markieren die Meßwerte für die Schichtdicken $2,506$ und $3,217\mu$.

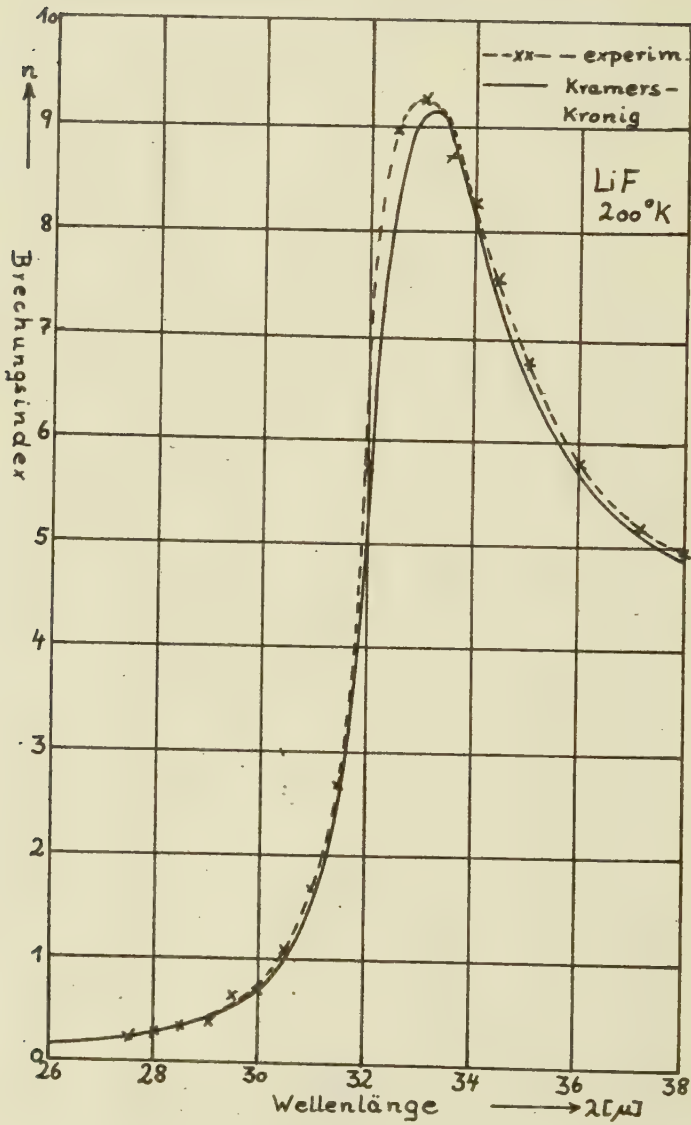
Figur 20a Brechungsindex von LiF 300°K



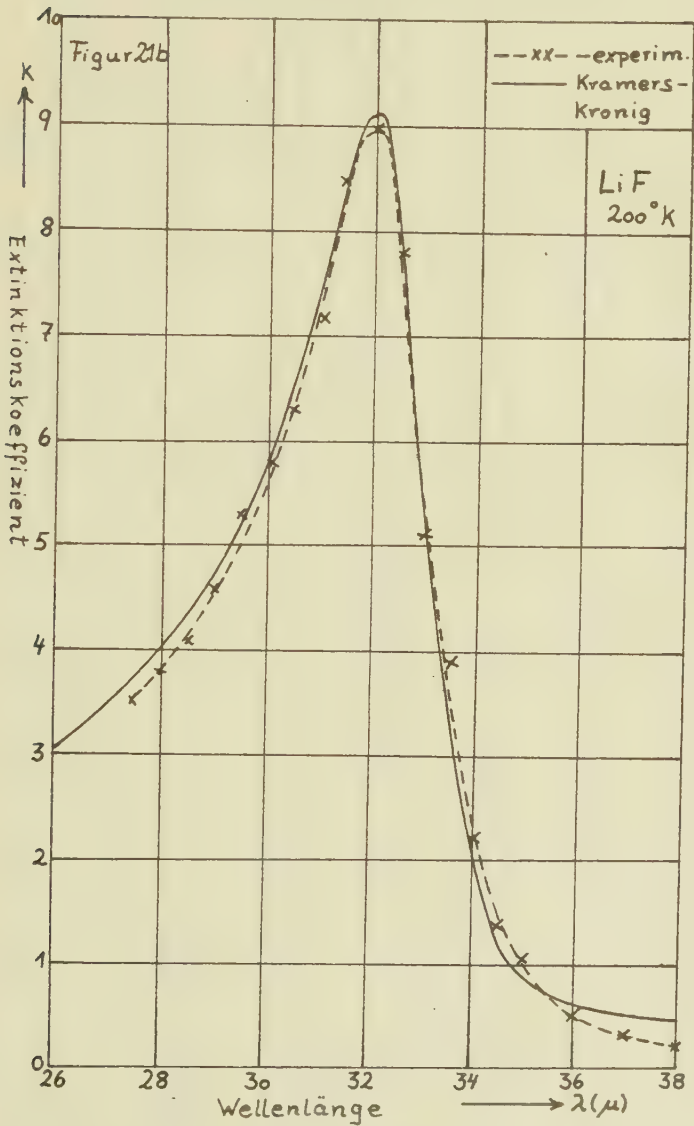
Figur 20b Extinktionskoeffizient von LiF 300°K

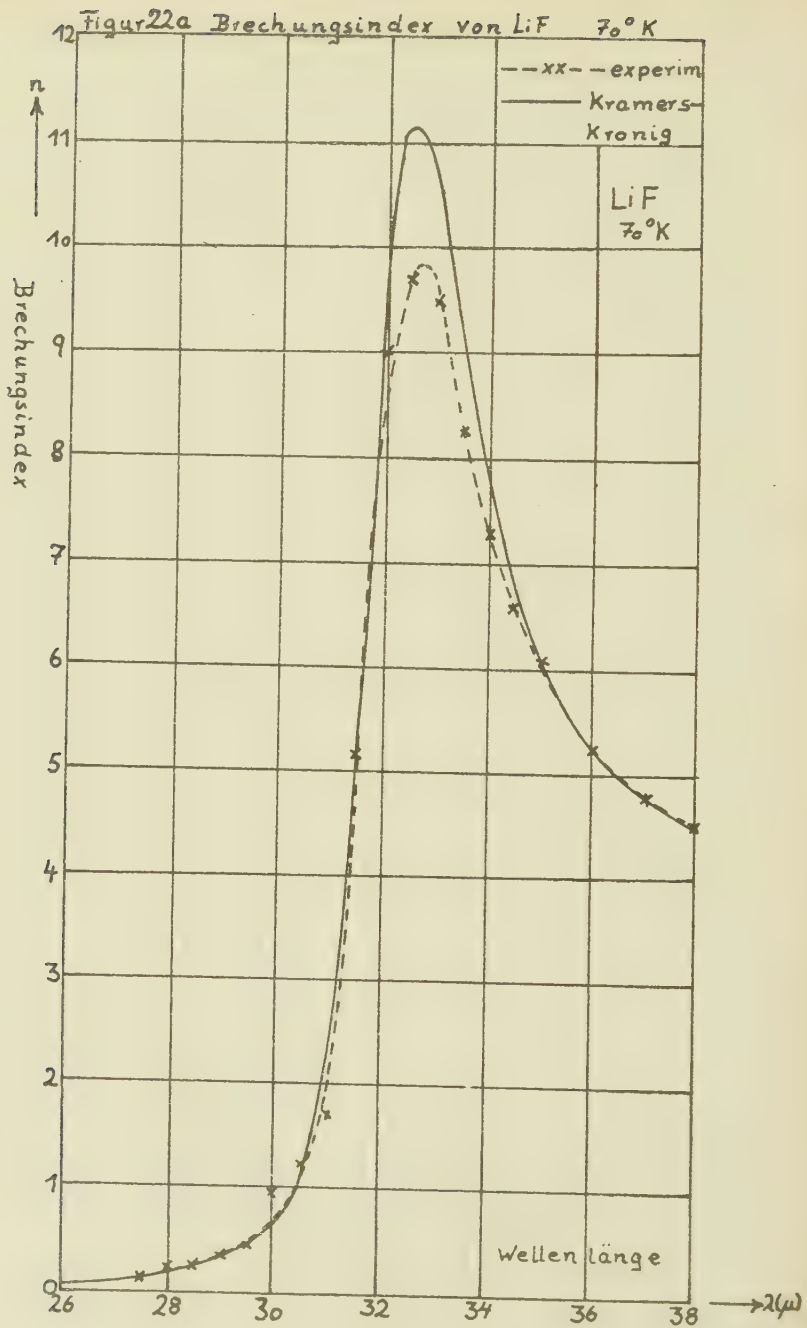


Figur 21a Brechungsindex von LiF 200°K

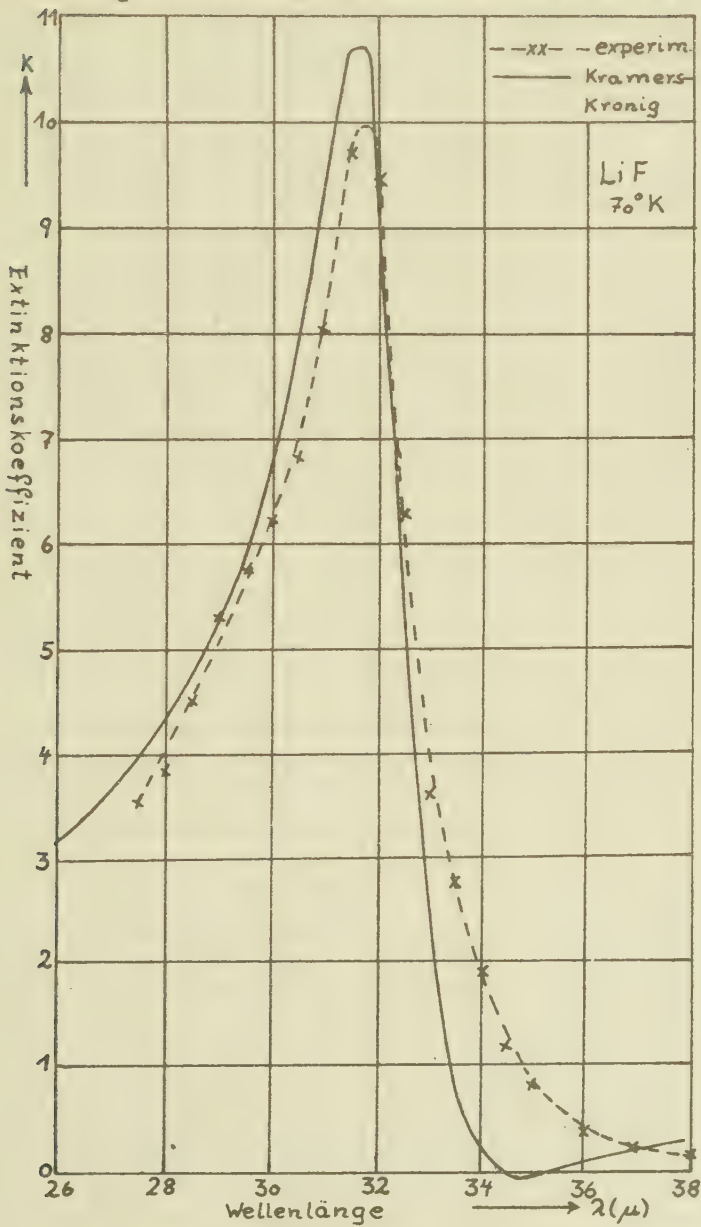


Extinktionskoeffizient von LiF 200°K





Figur 22b Extinktionskoeffizient von LiF 7°K



Als günstig für die Auswertung erweisen sich die Schichtdicken, die Reflexionswerte in der Nähe des Reflexionsminimums ergeben, für die also die Vergütung optimal wird. Von den bedampften Proben wurden zwei zur Auswertung ausgewählt, von denen die eine ($d=3,217\mu$) diese Bedingung (möglichst kleine R-Werte) im langwelligen Teil ($\lambda=34$) und die andere ($d=2,506\mu$) im kurzwelligen Teil ($\lambda=31\mu$) des untersuchten Spektralbereiches erfüllt. Da das Reflexionsminimum relativ breit ist (Interferenz 1. Ordnung), erweisen sich beide Schichten nahezu im gesamten Spektralbereich ($27,5-38\mu$) im Sinne der Bedingung optimaler Vergütung als brauchbar. Dabei kann man die Schichtdicke durch Verdampfen definierter Mengen von Selen auf ca. 10% vorher festlegen. Den genauen Wert erhält man nach der oben angegebenen Methode aus der Auswertung von Interferenzfiguren. Da die Schichtdicke mit hoher Genauigkeit (0,3%) bekannt ist und als Fehlerquelle gegenüber den Fehlern des Reflexionsvermögens und der Wellenlängeneichung (0,5%) - es tritt in den Formeln immer der Quotient $\frac{d}{\lambda}$ auf - zu vernachlässigen ist, erweist es sich hier nicht als sinnvoll, die Genauigkeit durch eine Vielzahl von Proben zu steigern, sondern man kann dasselbe durch oftmalige Wiederholung der Messung an derselben Probe erreichen, was experimentell wesentlich bequemer ist.

Für die optischen Konstanten wird hier für große n und k Werte (≥ 1) ein Fehler von 10% angegeben, für kleine Werte (< 1) ist der relative Fehler mit 10-20% zu veranschlagen.

Die folgende Fehlerdiskussion soll zeigen, wie sich für ein spezielles Beispiel ($n=6, k=0,8$) Meßfehler der Reflexionswerte bei der Bestimmung von k auswirken. Aus der mathematischen Struktur der Formel für das Reflexionsvermögen

$$R_0 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

erkennt man, daß für große n ($n=6$) und kleine k -Werte ($k=0,8$) R_0 unempfindlich gegen relativ große Änderungen in k ($\frac{\Delta k}{k} \sim 25\%$) ist. Für das angegebene Beispiel ergibt sich:

$$R_0(6; 0,6) = 0,514$$

$$R_0(6; 0,8) = 0,517$$

$$R_0(6; 1,0) = 0,520$$

Einem Meßfehler $\Delta R = 0,003$ ($\frac{\Delta R}{R} \sim 0,6\%$) entspricht also bei festem n ein Fehler in k von $0,2$ ($\frac{\Delta k}{k} \sim 25\%$). Der Einfluß auf das Reflexionsvermögen des bedampften Kristalls sei für die gleichen optischen Konstanten, $n_1 = 2,5$ und $2p = \pi$ erläutert. Für $2p = \pi$ erhält man aus der Formel auf Seite 39:

$$R = \frac{(c \cdot b + a)^2 + k^2 \cdot (c-1)^2}{(c \cdot a + b)^2 + k^2 \cdot (c-1)^2} = \frac{(n-n_1)^2 + k^2}{(n+n_1)^2 + k^2}$$

$$R_1(6;0,6) = 0,0028$$

$$R_2(6;0,8) = 0,0047$$

$$R_3(6;1,0) = 0,0070$$

Einem Meßfehler $\Delta R = 0,002$ ($\frac{\Delta R}{R_1} \sim 70\%$; $\frac{\Delta R}{R_2} \sim 40\%$; $\frac{\Delta R}{R_3} \sim 30\%$) entspricht also bei festem n ein Fehler in k von $0,2$. Die Methode von Lecomte liefert also für den Fall großer n und kleiner k Werte noch eine brauchbare Bestimmung von k aus Reflexionsmessungen, falls man kleine Reflexionswerte (hier $R < 1\%$) noch hinreichend genau messen kann. Auch hier empfiehlt sich wie bei den Messungen bei 12μ ein Vergleichsspiegel mit möglichst kleinen R -Werten (z.B. CsJ: $R \sim 5\%$). In der vorliegenden Arbeit wurde im Spektralbereich $32-38\mu$ zur Bestimmung des Reflexionsvermögens der bedampften Kristalle (Figur 18) ein KRS5-Prisma als Vergleichsspiegel benutzt. Wegen der kleinen Strahlungsenergien gelingt es hier allerdings nicht, die Genauigkeit durch Benutzung von Vergleichsspiegeln kleiner Reflexionswerte weiter als auf $\Delta R = 0,001$ zu steigern. Das hier diskutierte Beispiel zeigt, daß im vorliegenden Fall die Fehler von k mit $15-20\%$ veranschlagt werden müssen.

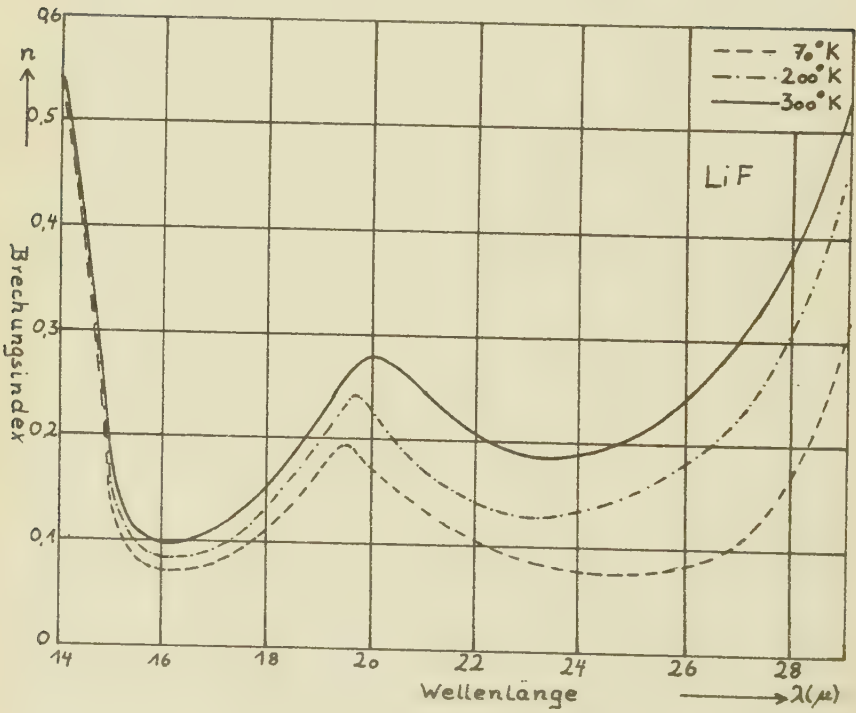
C. Optische Konstanten nach der Kramers-Kronig Relation.

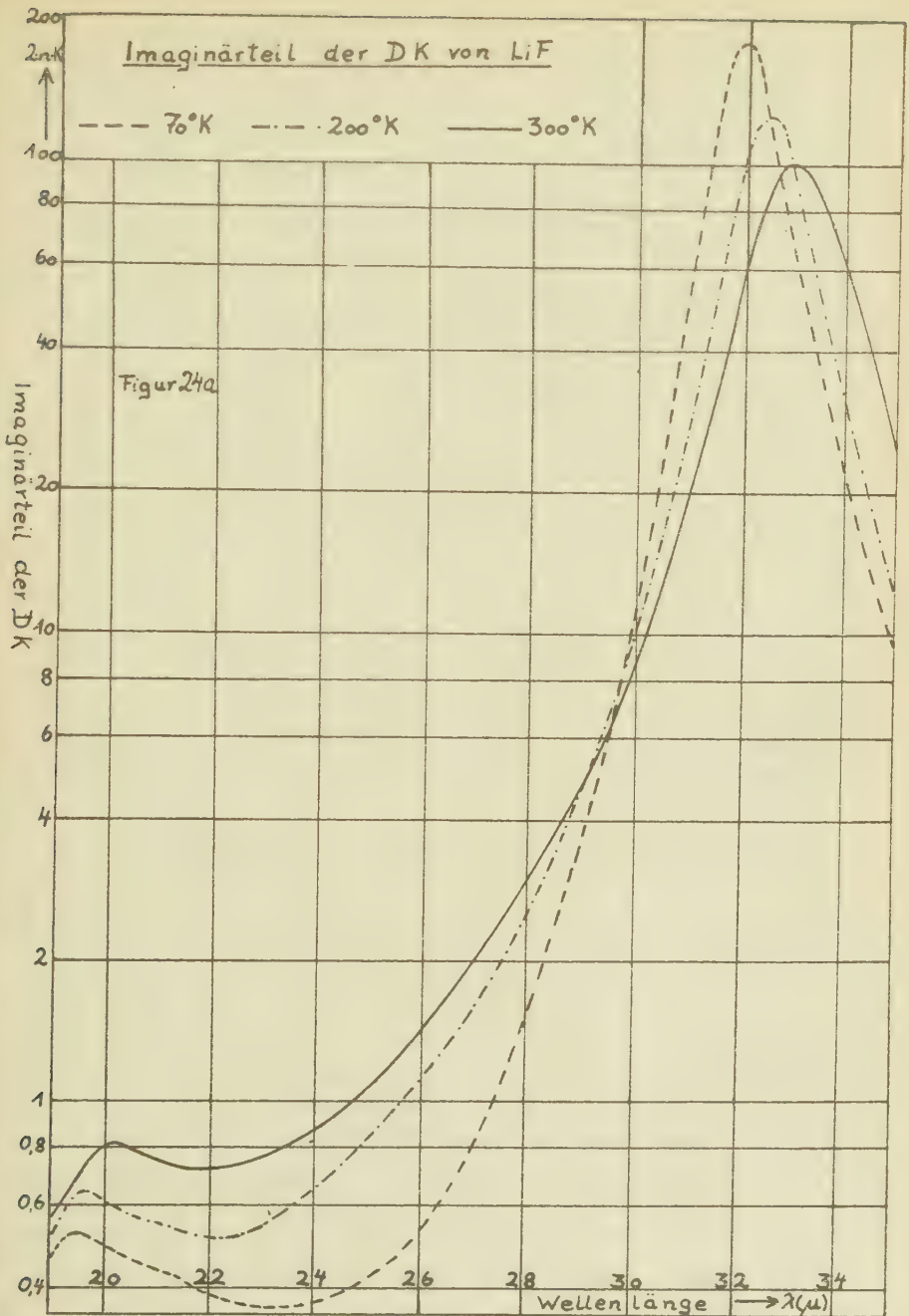
Die Ergebnisse der Berechnungen der optischen Konstanten nach der Kramers-Kronig Relation sind in den Figuren 20-23 eingetragen. Da in den Dispersionsformeln stets der Real- ($n^2 - k^2$) und Imaginärteil ($2nk$) der Dielektrizitätskonstanten auftritt, sind diese beiden Größen in Figur 24 dargestellt.

Im folgenden sollen die Erfahrungen mitgeteilt werden, die hier bei der Bestimmung optischer Konstanten nach der Kramers-Kronig Relation gemacht wurden, um dann zu einem Urteil

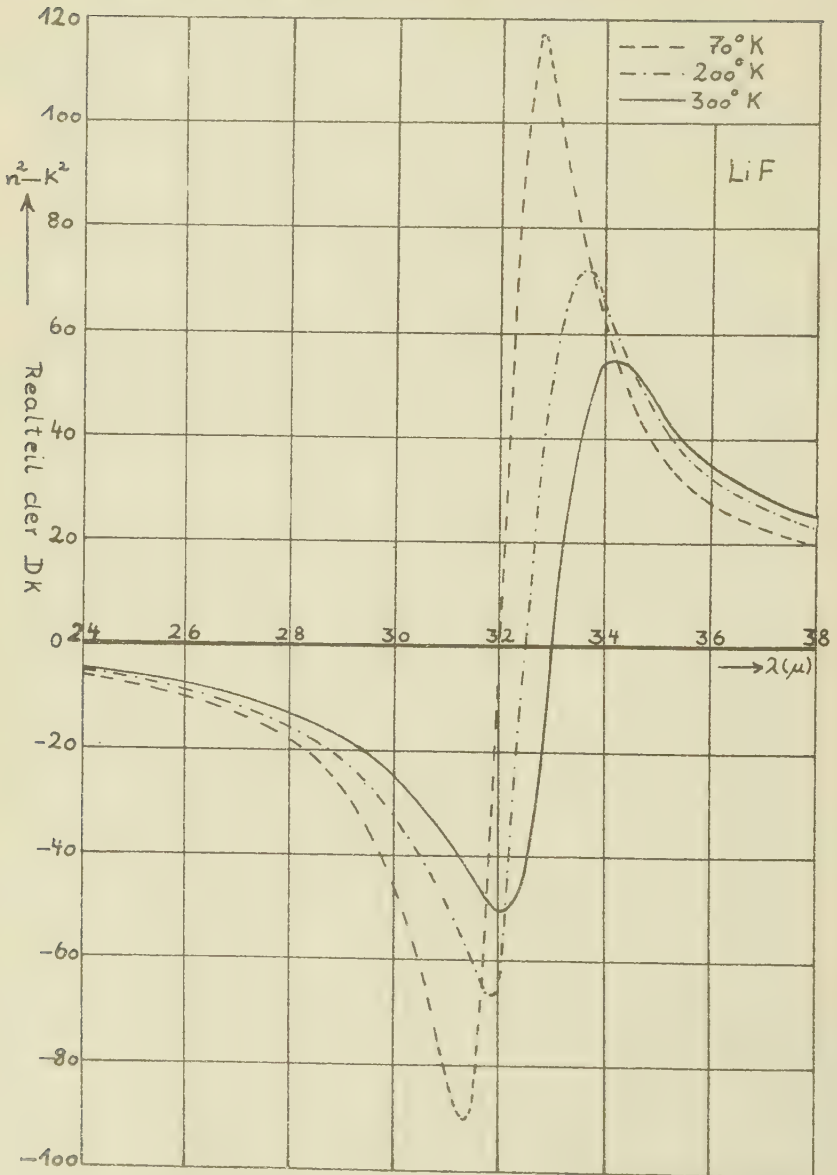
Figur 23

Brechungsindex von LiF
nach Kramers-Kronig Relation





Figur 24b Realteil der DK von LiF



über die erzielbare Genauigkeit in den n und k Werten zu gelangen.

Bei den Messungen für 70°K treten negative k Werte (Figur 22b) bis zu Größen von $-0,06$ im Gebiet $34,5-35,5\mu$ auf. Die Ursachen für diese unphysikalischen Ergebnisse sind weniger in den Reflexionsmessungen in diesem Gebiet ($34,5-35,5\mu$) zu suchen, als vielmehr in den Wellenlängenbereichen, die direkten Reflexionsmessungen nicht zugänglich waren: $\lambda > 45\mu$ und $\lambda = 11\mu$. Es hat sich dabei gezeigt, daß zu kleine Reflexionswerte im Langwelligen ($\lambda > 45\mu$), d.h. eine zu kleine statische DK, da für $\lambda > 45\mu$ die Reflexionswerte aus der DK berechnet werden, und zu große R -Werte im Gebiet der Christiansenwellenlänge (11μ) das Auftreten negativer k -Werte fördern. Im übrigen darf man das Auftreten negativer k -Werte in Verbindung mit der Auswertung nach der Kramers-Kronig Relation nicht überbewerten. Man muß vielmehr von einem absoluten Fehler $\Delta\psi_k$ in der Phase ψ_k (Formel auf Seite 12!) sprechen, der im Bereich kleiner Winkel ($\psi_k \sim \Delta\psi_k$) zu negativen Winkeln ψ_k und damit zu unphysikalischen k -Werten (negativen k) führen kann. In den übrigen Bereichen ($\psi_k \gg \Delta\psi_k$) dagegen führt derselbe Fehler $\Delta\psi_k$ in der Phase "nur" zu k Werten, die zwar um einen bestimmten Betrag falsch sind, aber positiv bleiben. Es ist hier durchaus als positiv zu bewerten, daß bei der Ausrechnung nach der Kramers-Kronig Relation die Ausgabedaten so unübersehbar - durch unphysikalische k -Werte - auf die Existenz von Fehlern in den Eingabedaten hinweisen. Diese Fehler in den Eingabedaten zu lokalisieren, bedeutet dann eine nicht weniger wichtige Aufgabe, zu deren Lösung man zweckmäßigerweise die Eingabedaten zuerst in den drei folgenden Punkten prüft:

1. Reflexionswerte im Gebiet der negativen k -Werte.
2. Reflexionswerte im Gebiet des Reflexionsminimums (Christiansenwellenlänge) sind zu groß. Von entscheidendem Einfluß ist auch, daß die Länge der Integrationsintervalle in diesem Gebiet hinreichend klein ist.
3. Reflexionswerte im langwelligen Teil des Spektrums und damit die statische DK sind zu klein.

Da der Auswertung das Reflexionsvermögen in senkrechter Inzidenz zu Grunde liegt, gilt die im vorigen Punkt angeführte Fehlerdiskussion auch hier; man kann also nur in den Spektralbereichen quantitativ brauchbare Aussagen über die optischen Konstanten erwarten, wo diese die Reflexionswerte innerhalb deren Meßfehler beeinflussen.

Die in der vorliegenden Arbeit bei der Anwendung der Kramers-Kronig Relation gemachten Erfahrungen über die Brauchbarkeit der berechneten n und k Werte seien in folgendem zusammengefaßt:

1. Der Brechungsindex n von LiF ist im gesamten Bereich der Reflexionsmessungen ($12 - 45\mu$) mit einer Genauigkeit von ca. 10% den Ausgabedaten zu entnehmen. In den übrigen Bereichen liegt n der Berechnung der Reflexionswerte zu Grunde.

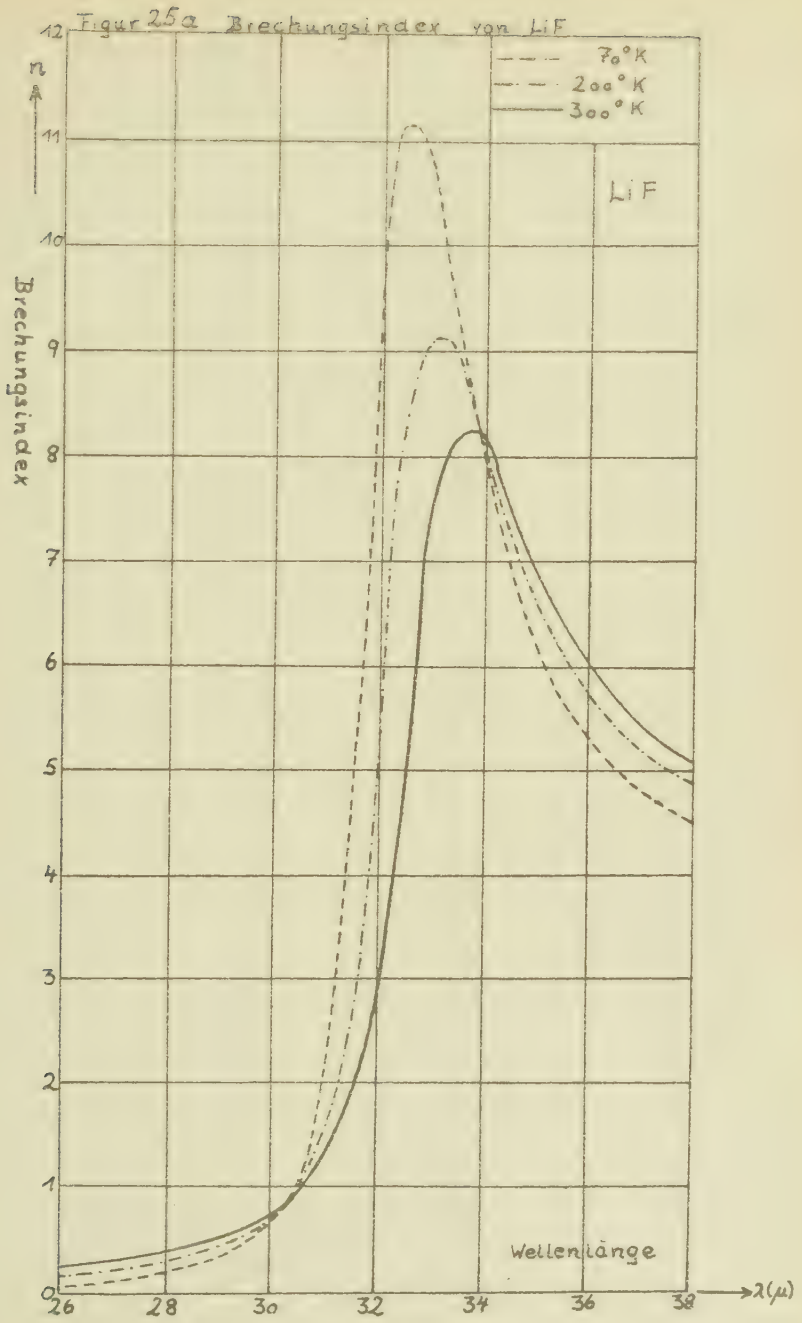
2. Der Extinktionskoeffizient k dagegen ist nur in dem Teil des Spektrums mit der angegebenen Genauigkeit bestimmbar, wo $k \geq \frac{n}{5}$ ($14 - 34\mu$) ist. Der absolute Fehler von k ist im gesamten Spektralbereich mit mindestens 0,1 einzuschätzen, so daß es also nicht als sinnvoll erscheint, k -Werte $< 0,1$ den Ausgabedaten zu entnehmen.

D. Auswertung der Meßergebnisse.

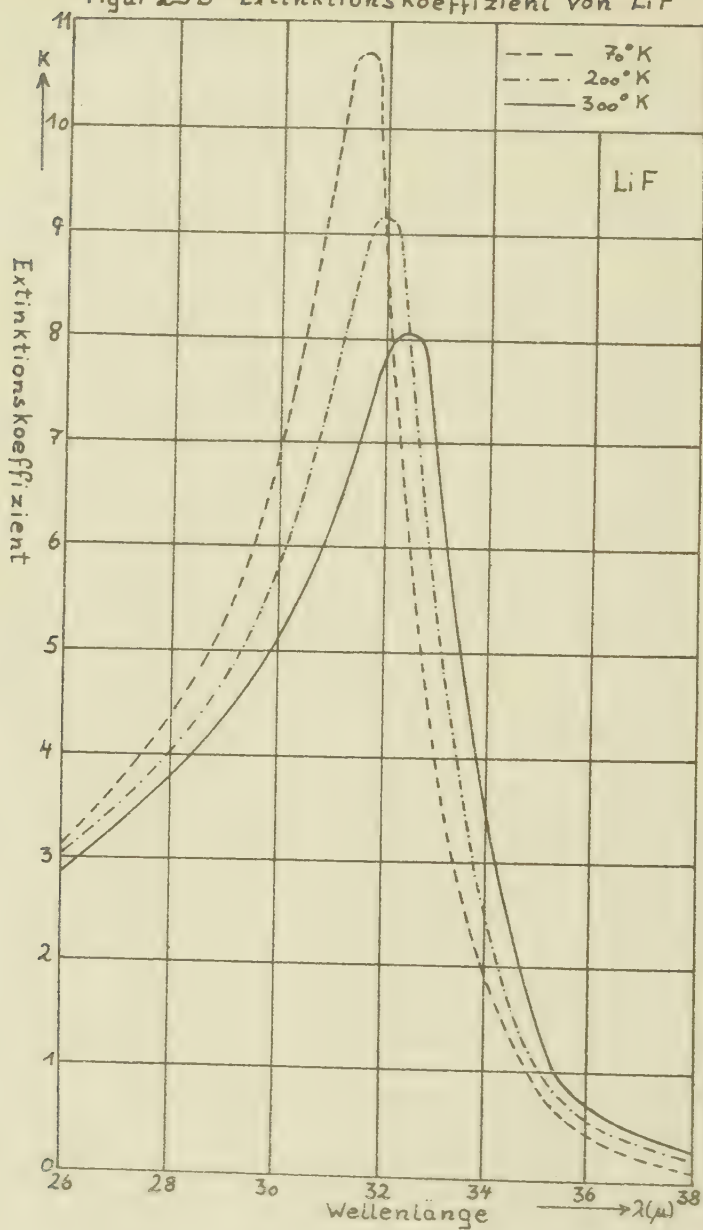
Um die Temperaturabhängigkeit der optischen Konstanten überblicken zu können, sind diese bei verschiedenen Temperaturen gegenübergestellt (Figur 23-25). Den Figuren liegen dabei die nach der Kramers-Kronig Relation bestimmten Werte zu Grunde, wobei in Figur 24 und 25 für $\lambda > 33\mu$ die nach der von Lecomte angegebenen Methode ermittelten k -Werte benutzt werden. Das gleiche gilt auch für die in der Tabelle angegebenen Zahlenwerte für n und k .

Den in Figur 23-25 dargestellten Werten entnimmt man folgendes Temperaturverhalten: Im Gebiet der Eigenschwingung zeigt sich mit fallender Temperatur eine Verschiebung der Maxima der optischen Konstanten nach kurzen Wellenlängen, was einer Verschiebung der Eigenschwingung in gleicher Richtung entspricht.

Das Maximum von $2nk$ fällt mit der Eigenschwingung zusam-



Figur 25b Extinktionskoeffizient von LiF



Optische Konstanten von LiF. Die Werte wurden nach der Kramers-Kronig Relation ermittelt. Im Bereich $33\text{--}38\mu$ sind die nach der Methode von Lecomte bestimmten k-Werte eingesetzt.

$\lambda(\mu)$	300°K		200°K		70°K	
	n	k	n	k	n	k
15,0	0,17	0,20	0,15	0,20	0,14	0,20
15,5	0,11	0,42	0,097	0,42	0,084	0,43
16,0	0,10	0,60	0,085	0,60	0,076	0,60
16,5	0,10	0,74	0,085	0,74	0,074	0,75
17,0	0,11	0,87	0,094	0,87	0,083	0,88
17,5	0,13	1,00	0,11	1,00	0,098	1,00
18,0	0,16	1,11	0,13	1,11	0,12	1,12
18,5	0,19	1,21	0,16	1,21	0,15	1,22
19,0	0,22	1,30	0,20	1,31	0,18	1,30
19,5	0,26	1,38	0,23	1,38	0,19	1,36
20,0	0,28	1,43	0,21	1,41	0,16	1,44
20,5	0,27	1,48	0,19	1,50	0,15	1,54
21,0	0,24	1,56	0,17	1,60	0,13	1,64
21,5	0,22	1,66	0,15	1,71	0,12	1,75
22,0	0,20	1,77	0,14	1,83	0,10	1,87
22,5	0,19	1,88	0,13	1,95	0,094	2,00
23,0	0,19	2,01	0,13	2,09	0,086	2,14
23,5	0,19	2,13	0,13	2,22	0,081	2,28
24,0	0,19	2,27	0,14	2,37	0,076	2,43
24,5	0,20	2,41	0,15	2,52	0,075	2,60
25,0	0,21	2,56	0,15	2,68	0,075	2,77
25,5	0,22	2,72	0,17	2,85	0,077	2,97
26,0	0,25	2,89	0,18	3,04	0,082	3,18
26,5	0,27	3,07	0,20	3,24	0,094	3,42
27,0	0,30	3,27	0,23	3,47	0,11	3,69
27,5	0,34	3,49	0,26	3,73	0,14	3,99
28,0	0,39	3,73	0,31	4,02	0,17	4,35
28,5	0,45	4,00	0,37	4,35	0,23	4,76
29,0	0,53	4,31	0,46	4,75	0,32	5,28
29,5	0,63	4,67	0,61	5,23	0,47	5,93
30,0	0,78	5,11	0,82	5,80	0,73	6,78
30,5	1,02	5,63	1,21	6,51	1,31	7,92
31,0	1,40	6,25	1,83	7,35	2,53	9,43
31,5	2,00	7,00	2,93	8,34	5,28	10,66
32,0	3,11	7,81	5,24	9,18	9,60	9,47
32,5	5,11	8,05	8,01	7,78	11,17	5,21
33,0	7,09	6,90	9,10	5,15	10,48	4,00
33,5	8,13	5,00	9,07	3,20	9,01	2,75
34,0	8,16	3,50	8,20	2,25	7,74	1,98
34,5	7,62	2,39	7,34	1,40	6,78	1,25
35,0	6,97	1,45	6,59	1,00	6,08	0,80
35,5	6,35	0,95	6,10	0,75	5,57	0,60
36,0	5,93	0,75	5,74	0,55	5,23	0,40
36,5	5,65	0,60	5,46	0,40	4,99	0,30
37,0	5,43	0,48	5,24	0,32	4,79	0,22
37,5	5,24	0,38	5,05	0,35	4,64	0,18
38,0	5,11	0,30	4,89	0,20	4,50	0,15

Literaturhinweise für optische Konstanten von LiF bei
G.Seger und L.Genzel¹⁷.

men, wenn man die neuste Dispersionsformel von Bilz und Genzel² voraussetzt. Bei den anderen Dispersionsformeln, die in einer Arbeit von Bilz, Genzel und Happ¹⁸ diskutiert werden, liegt die Eigenschwingung an der Stelle des Maximums von $2nk\omega$ ($\omega = \frac{1}{2}$). Da $2nk$ ein relativ scharfes Maximum darstellt, ergeben beide Versionen praktisch denselben Wert für die Eigenschwingung λ_0 . Der Figur 24a entnimmt man folgende Werte für λ_0 .

T(°K)	$\lambda_0(\mu)$	λ_0 (Bell u. Brown ⁶)
300	32,9	32,7
200	32,4	----
100	----	32,0
70	32,0	----

Da man die Wellenlängenwerte der Eigenschwingung den Reflexionsmessungen nicht direkt entnehmen kann, sondern erst den optischen Konstanten, deren Fehler mit ca. 10% angegeben werden, ist nach den hier angewandten Methoden keine genaue Bestimmung von λ_0 zu erwarten. Aus Durchlässigkeitsmessungen dagegen ergibt sich die Eigenschwingung direkt aus dem Minimum der Durchlässigkeit (für hinreichend dünne Schichten). Die auf diese Weise von Bell und Brown⁶ bestimmten Werte für λ_0 sind deshalb als wesentlich zuverlässiger zu bewerten.

Ein Vergleich der Figuren 23, 24a und 17 zeigt, daß der Brechungsindex n und der Imaginärteil der DK: $2nk$ an der Stelle des Reflexionsminimums ein deutliches Maximum haben.

VIII. Vergleich mit anderen Messungen.

Die optischen Konstanten von LiF im Gebiet der Eigenschwingung wurden bisher in der Literatur⁴⁻⁷ nach vier verschiedenen Methoden bestimmt, deren Ergebnisse für Zimmertemperatur in der früheren Arbeit des Verfassers⁵ ausführlich diskutiert werden.

Gottlieb⁴ und Bell und Brown⁶ haben auch für tiefe Temperaturen optische Konstanten von LiF bestimmt. Ihre Ergebnisse sind denen der vorliegenden Arbeit in Figur 26 und 27 gegenübergestellt. In Folgenden sollen die Ergebnisse der genannten Verfasser diskutiert werden.

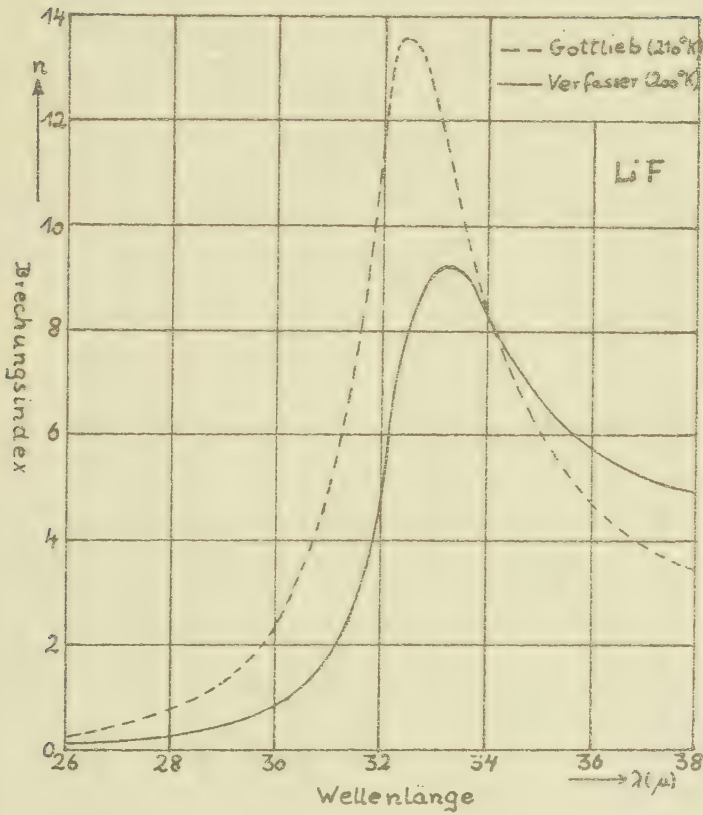
Gottlieb hat für tiefe Temperaturen (135 und 210°K) die optischen Konstanten nach der Kramers-Kronig Relation bestimmt. Seine Werte erweisen sich im Gebiet der Eigenschwingung als unbrauchbar, da sie zu hohen negativen k -Werten führen (Figur 26b und 27b). Wie schon in der zitierten Arbeit⁵ erwähnt, liegt der Grund für diese Unstimmigkeit vor allen Dingen daran, daß die bei Gottlieb verwandten Reflexionswerte für $\lambda > 28\mu$ systematisch zu tief liegen. Außerdem erscheint hier das Reflexionsvermögen für $\lambda > 35\mu$ als temperaturunabhängig, was aber schon durch die Temperaturabhängigkeit der statischen DK widerlegt wird. Schließlich berücksichtigt Gottlieb nicht die Temperaturabhängigkeit der Reflexionswerte im Gebiet der Christiansenwellenlänge (11μ), was auch das Auftreten negativer k -Werte fördert.

Den Durchlässigkeitsmessungen von Bell und Brown kann man gut die Lage der Eigenschwingung entnehmen, wenn diese in der Tabelle auf Seite 60 eingetragen sind. Bell und Brown werten die Durchlässigkeitsmessungen mit Hilfe der klassischen Dispersionsformel unter Annahme einer Dämpfungskonstanten aus. Wie schon in der früheren Arbeit⁵ ausführlich dargelegt, erscheint diese Annahme nicht gerechtfertigt.

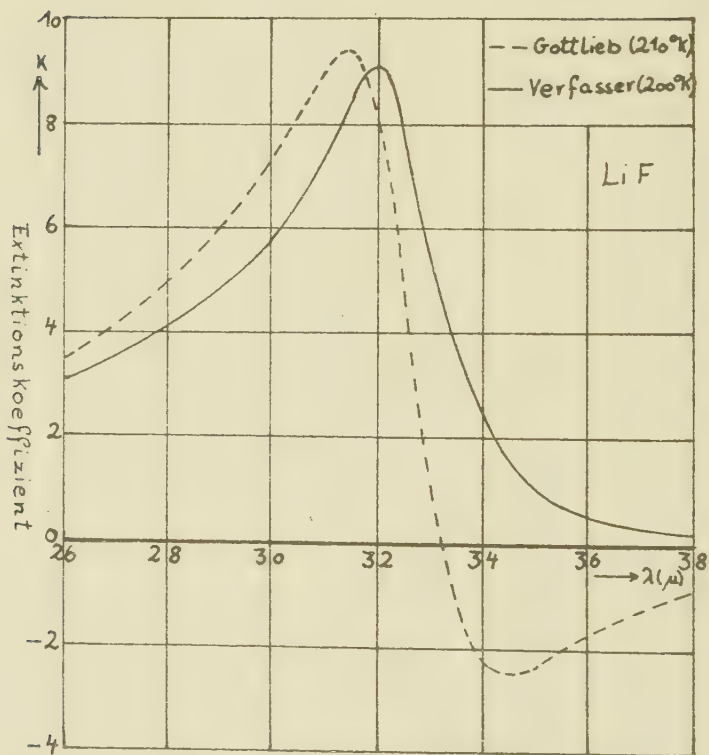
In Figur 28 sind die in der vorliegenden Arbeit aus zwei Reflexionsmessungen bestimmten n und k Werte für Zimmertemperatur denen in der früheren Arbeit des Verfassers⁵ nach der gleichen Methode gewonnenen Werten gegenüberge-

stellt. Lediglich im Bereich $\lambda > 35\mu$ weichen die k-Werte außerhalb der Fehlergrenzen (10%) voneinander ab. Bedingt durch die Lufttrocknung und die Verwendung anderer Prismen (CsBr und CsJ statt KRS5) gelingt gerade in diesem Spektralbereich eine wesentliche Steigerung der Meßgenauigkeit, so daß den tiefer liegenden Werten dieser Arbeit unbedingt der Vorzug zu geben ist.

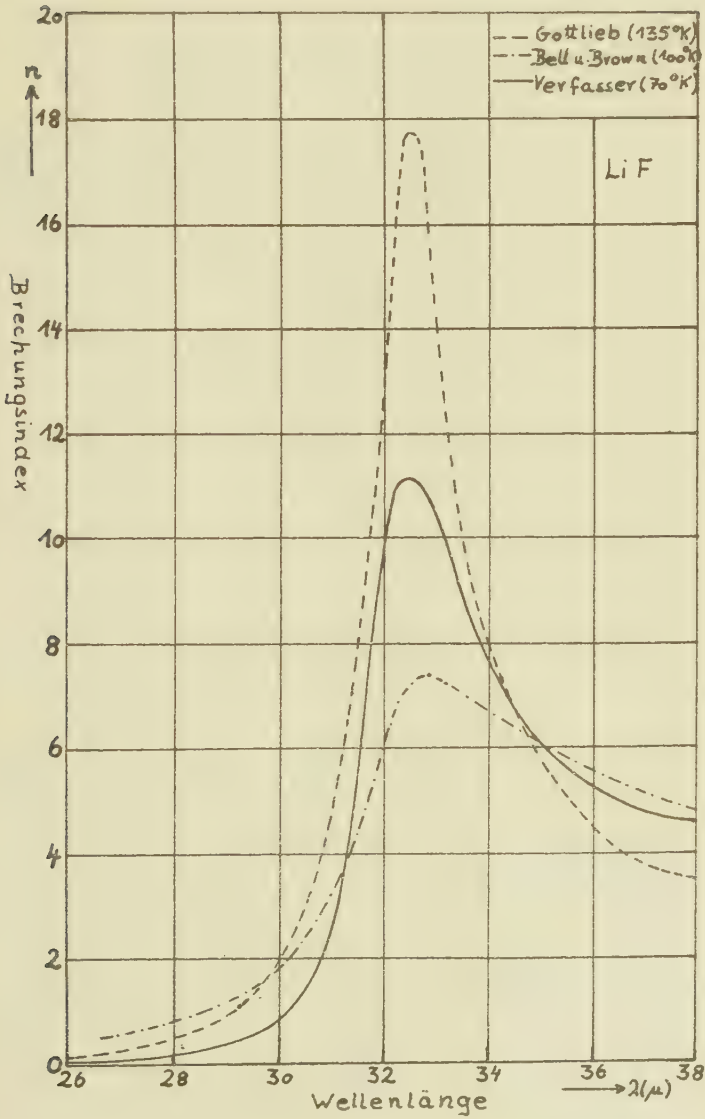
Figur 26a Brechungsindex von LiF



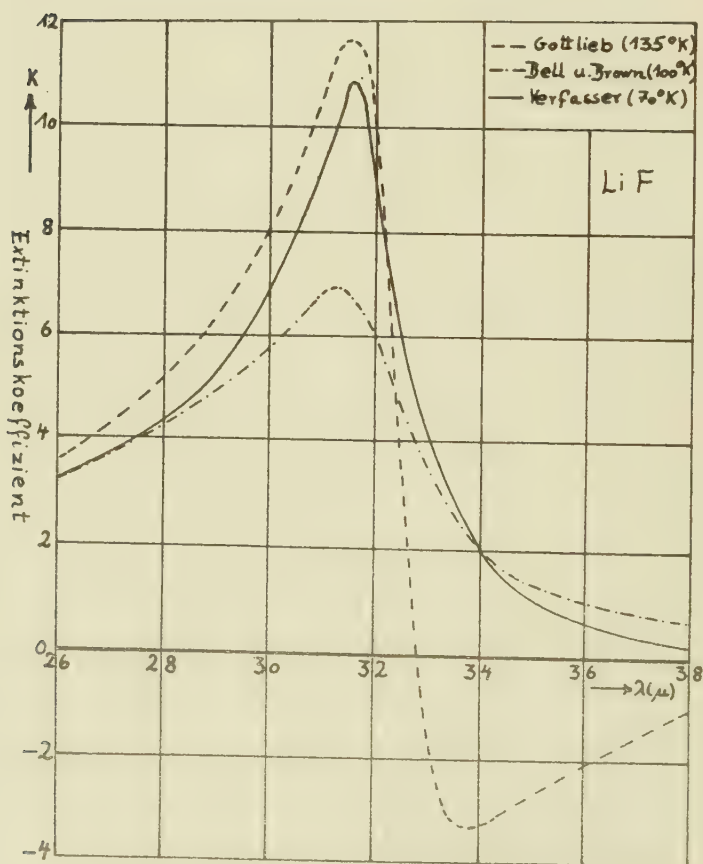
Figur 26b Extinktionskoeffizient von LiF



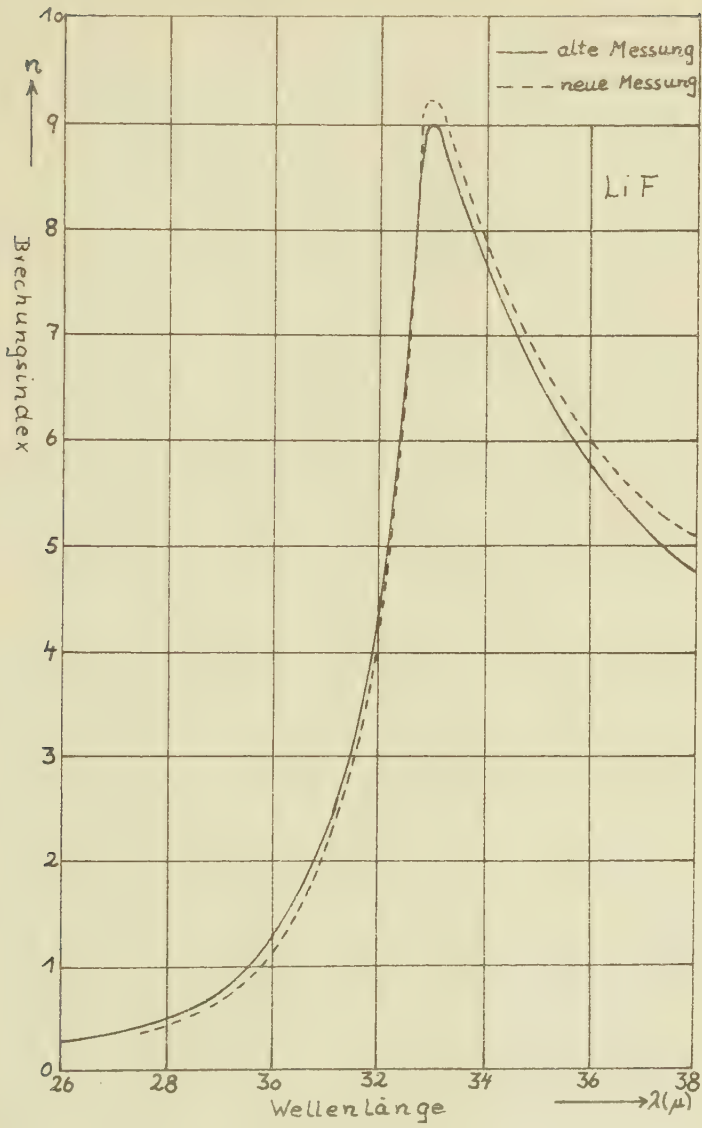
Figur 27a Brechungsindex von LiF



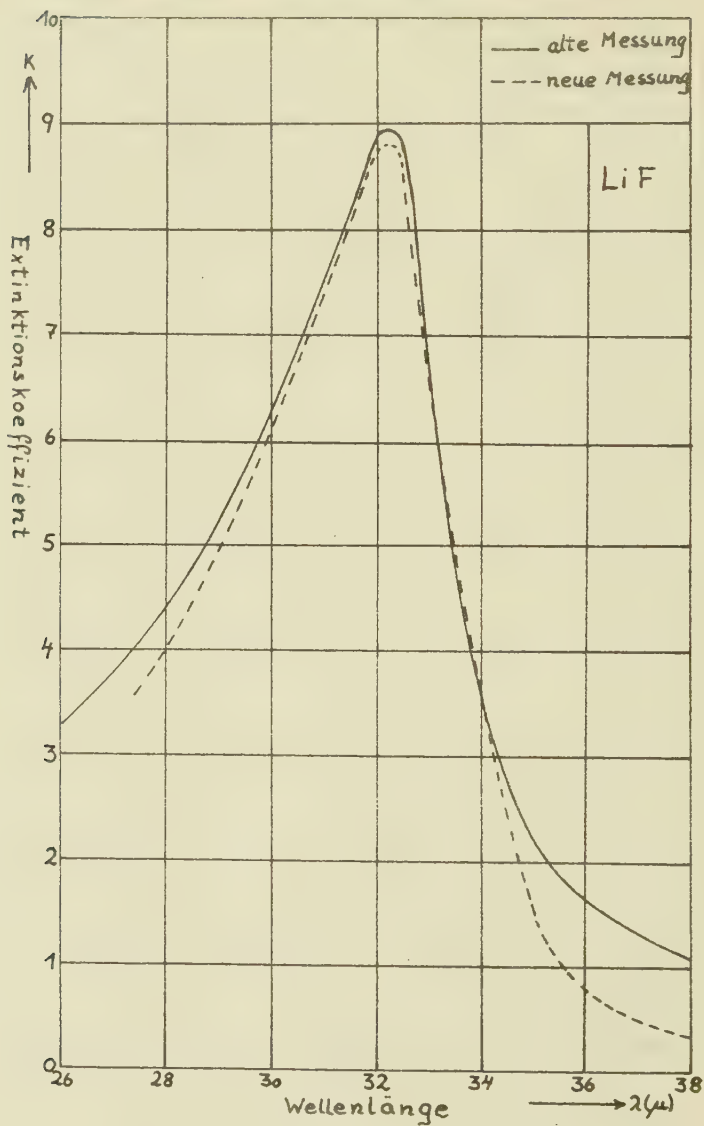
Figur 27b Extinktionskoeffizient von LiF



Figur 28a Brechungsindex von LiF



Figur 28b Extinktionskoeffizient von LiF



IX. Zusammenfassung.

In einer früheren Arbeit des Verfassers⁵ wurden die optischen Konstanten von LiF im Gebiet der ultraroten Eigenschwingung bei Zimmertemperatur nach einem von Lecomte und Mitarbeitern⁸ angegebenen Verfahren bestimmt. Nach dieser Methode erhält man n und k aus zwei Reflexionsmessungen:

1. Reflexion in senkrechter Inzidenz am Kristall.
2. Reflexion an dem mit einer dünnen Schicht einer in dem betrachteten Spektralbereich durchlässigen Substanz (Extinktionskoeffizient $k_1=0$) bedampften Kristall.

In der zitierten Arbeit⁵ wurde aus dem von Lecomte angegebenen graphischen Verfahren zur Auswertung der Messungen eine numerische Methode entwickelt.

In der vorliegenden Arbeit wird die gleiche Methode angewandt und dabei die Ausführung der Messungen in folgenden Punkten verbessert bzw. erweitert:

1. Die numerische Methode wird auf absorbierende Aufdampfschichten ($k_1 \neq 0$) erweitert und für die graphische Methode eine Näherung angegeben, die für kleine Werte von k_1 ($k_1 \sim 10^{-2}$) anwendbar ist.
2. Durch Auswertung der Interferenzfiguren, die bei Durchlässigkeitsmessungen an dem bedampften Kristall im nahen UR ($2-6\mu$) entstehen, wird die Schichtdicke mit einer Genauigkeit von 0,3% ermittelt-gegenüber der früheren Bestimmung durch Wägung mit einer Genauigkeit von ca. 2%.
3. Die im Spektralbereich $20-45\mu$ stark störenden Absorptionslinien des Wasserdampfes werden durch intensive Lufttrocknung (Taupunkt -65°C) nahezu vollständig beseitigt.
4. Das Reflexionsvermögen des Vergleichsspiegels wird hier nach einer Absolutmethode ermittelt. In der früheren Arbeit wurde das Reflexionsvermögen des V_2A -Spiegels durch Vergleich mit frisch aufgedampftem Aluminium bestimmt, dessen Reflexionsvermögen man nach der Formel von Hagen-Rubens aus der Leitfähigkeit erhält.

5. Neben den Messungen bei Zimmertemperatur (300°K) werden in der vorliegenden Arbeit Messungen bei tiefen Temperaturen (70°K und 200°K) ausgeführt. Dabei werden die optischen Konstanten im Spektralbereich $27,5\text{--}38\mu$ bestimmt.
6. Die Anforderungen der Tieftemperaturmessungen an die optische Anordnung führen zur Konstruktion eines "Strahlengangwechslers", dessen Wirkungsweise ausführlich diskutiert wird.
7. Unabhängig von den Ergebnissen nach der Methode von Lecomte werden die n und k Werte mit Hilfe der sogenannten Kramers-Kronig Relation ermittelt. Danach erhält man die optischen Konstanten aus einer Reflexionsmessung in senkrechter Inzidenz am Kristall, wobei die Reflexionswerte im gesamten Spektralbereich bekannt sein müssen.

Die nach beiden Verfahren ermittelten optischen Konstanten werden den Meßergebnissen anderer Autoren (Bell und Brown⁶ und Gottlieb⁷) gegenübergestellt und mögliche Ursachen für die Abweichungen diskutiert.

Die vorliegende Arbeit wurde unter Leitung von Herrn Prof. Dr. M. Czerny im Physikalischen Institut der Universität Frankfurt ausgeführt. Herrn Prof. Dr. M. Czerny danke ich für die Anregung der Arbeit und viele wertvolle Ratschläge und Diskussionen während ihres Verlaufs.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Die Rechnung für die Auswertung nach der Kramers-Kronig Relation wurde im Institut für Praktische Mathematik der Technischen Hochschule Darmstadt ausgeführt. Mein Dank gilt Prof. Dr. A. Walther, dem Direktor des Institutes, und Herrn Dipl.-Math. D. Stephan.

Der Institutswerkstatt - insbesondere den Herrn Mechanikermeistern N. Ningler, A. Meides und A. Müller sei für die sorgfältige und schnelle Ausführung der mechanischen Arbeiten gedankt.

X. Literaturverzeichnis.

1. Geick, R.: Z. Phys. 166, 122 (1962)
2. Bilz, H. und L. Genzel: Z. Phys. 169, 53 (1962)
3. Geick, R.: Z. Phys. 163, 499 (1961)
4. Heilmann, G.: Z. Phys. 152, 368 (1958)
5. Fröhlich, D.: Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1961
Z. Phys. 169, 114 (1962)
6. Bell, E. E., and R. L. Brown: Thesis Brown, The Ohio State
University, Columbus, Ohio 1959
7. Gottlieb, M.: Thesis, General Atomic Ga-745 (1959)
J. Opt. Soc. Amer. 50, 343 (1960)
8. Josette Vincent-Geisse et Jean Lecomte: Appl. Opt. 1
575 (1962)
9. Caldwell, R. S., and H. Y. Fan: Phys. Rev. 114, 664 (1959)
10. Born, M., and K. Huang: Dynamical Theory of Crystal Lattices
Chapter II §8 S. 89 ff., Oxford 1956
11. Eucken, A. und A. Büchner: Z. Phys. Chem. 27, 321 (1934)
12. Tilton, L. W., and E. K. Plyler: J. Res. Nat. Bur. Stand.
47, 25 (1951)
13. Hohls, H. W.: Ann. Phys. 29, 433 (1937)
14. Klier, M.: Z. Phys. 150, 49 (1958)
15. Beattie, J. R.: Phil. Mag. 46, 235 (1955)
16. Salzberg, C. D., and J. J. Villa: J. Opt. Soc. Amer. 47, 244 (1957)
17. Seger, G. und L. Genzel: Z. Phys. 169, 66 (1962)
18. Bilz, H., L. Genzel und H. Happ: Z. Phys. 160, 535 (1960)

Lebenslauf.

Meine Geburtsstadt ist Angerburg in Ostpreußen. Dort wurde ich am 5. März 1936 als Sohn des Katasterdirektors Werner Fröhlich und seiner Ehefrau Rosemarie, geb. Konze, geboren und nach dem Bekenntnis meiner Eltern evangelisch getauft. 1942 trat ich in die dortige Volksschule ein, die ich bis zu unserer Übersiedlung nach Eschwege (Sommer 1944) besuchte. 1946 wechselte ich von der Volksschule in Eschwege auf das dortige Realgymnasium über. Von 1949 bis zum Abitur (Ostern 1956) besuchte ich das Realgymnasium in Fulda. Anschließend begann ich das Studium der Physik an der Universität in Marburg. Nach zwei Semestern wechselte ich zum Sommersemester 1957 an die Universität in Frankfurt über. Im Sommer 1958 legte ich hier das Vordiplom in Physik ab und trat im November 1959 in das Physikalische Institut ein, wo ich unter Leitung von Herrn Prof. Dr. M. Czerny meine Diplomarbeit (Thema: Die optischen Konstanten von LiF im Gebiet der ultraroten Eigenschwingung) anfertigte. Nach der Diplomprüfung (Februar 1961) begann ich die vorliegende Dissertation unter Leitung von Herrn Prof. Dr. M. Czerny. Seit April 1961 bin ich Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle im Physikalischen Institut.

